



Dipl. 2009 - 09
October

Minimierung des systematischen Fehlers
und Hochpräzisionsmassenmessung
an neutronenarmen Rn- und Ra-Isotopen
mit SHIPTRAP

Christian Droese

(Diplomarbeit Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Planckstraße 1 · D-64291 Darmstadt · Germany
Postfach 11 05 52 · D-64220 Darmstadt · Germany

Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald



Fachbereich Physik

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

Thema: Minimierung des systematischen Fehlers
und Hochpräzisionsmassenmessung
an neutronenarmen Rn- und Ra-Isotopen
mit SHIPTRAP

eingereicht von: Christian Droese <c.droese@gsi.de>

eingereicht am: 21. November 2009

Betreuer: Prof. Dr. Lutz Schweikhard
Zweitgutachter: Prof. Dr. Olaf Grulke

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Grundlagen	11
2.1	Die Penningfalle	11
2.1.1	Die ideale Penningfalle	11
2.1.2	Die reale Penningfalle	14
2.2	Die Anregung der Ionenbewegung	21
2.2.1	Die Dipolanregung	21
2.2.2	Die Quadrupolanregung	22
2.3	Puffergaskühlung der gespeicherten Ionen	23
3	Experimenteller Aufbau von SHIPTRAP	25
3.1	Der Geschwindigkeitsfilter SHIP	27
3.2	Die Gaszelle mit Extraktions-RFQ	28
3.3	Der Buncher	29
3.4	Das Penningfallensystem	30
3.5	Die Nachweisdetektoren	31
3.5.1	Der Microchannel Plate Detektor	32
3.5.2	Das Channeltron	32
3.5.3	Der Siliziumdetektor	33
4	Massenmessung an SHIPTRAP	35
4.1	Der Messzyklus	35
4.2	Die Flugzeitmethode	37
4.2.1	Das Messprinzip	37
4.2.2	Die Massenbestimmung mit Frequenzverhältnissen	39
4.2.3	Das Theoretische Auflösungsvermögen	41
5	Reduzierung des systematischen Fehlers	43
5.1	Die Optimierung des Fallenpotentials	43
5.2	Die Minimierung der zeitlichen Magnetfeldfluktuationen	46
5.2.1	Die Druckstabilisierung	47

5.2.2	Die Temperaturstabilisierung	51
5.2.3	Zusammenfassung	56
6	Auswertung der Massenmessung	59
6.1	Die Produktion der Isotope	60
6.2	Die Ergebnisse der Massenauswertung	62
6.2.1	Das Nuklid ^{204}Rn	65
6.2.2	Das Nuklid ^{205}Rn	65
6.2.3	Das Nuklid ^{206}Rn	67
6.2.4	Das Nuklid ^{207}Rn	68
6.2.5	Das Nuklid ^{213}Ra	69
6.3	Zusammenfassung	69
7	Zusammenfassung und Ausblick	71
A	Variablenverzeichnis	73
B	Koeffizienten der Dampfdurckkurve für Helium	75
C	Abschätzung der Produktionsquerschnitte	76
D	Exemplarische Zyklotronresonanzen	78

Abbildungsverzeichnis

1.1	Nuklidkarte	10
2.1	Ideale Penningfalle	12
2.2	Darstellung der Ionenbewegung	14
2.3	Zylindrische Penningfalle	16
2.4	Abfall der Magnetfeldstärke über einen Zeitraum von zwei Jahren.	18
2.5	Zeitliche Entwicklung der Magnetfeldstärke	19
2.6	Einfluss der Bewegung massiver Objekte auf die Magnetfeldstärke	20
2.7	Einstrahlung von Dipol- und Quadrupolfrequenz	21
2.8	Darstellung der Konversion der Bewegungsamplituden	23
2.9	radiale Ionenbewegung in einer mit Puffergas gefüllten Penningfalle	24
3.1	Aufbau des SHIPTRAP Experiments	26
3.2	Aufbau von SHIP	27
3.3	Gaszelle mit Extraktions-RFQ	28
3.4	Buncher	29
3.5	Schematische Darstellung des Penningfallensystems	30
3.6	Microchannel Plate	32
3.7	Channeltron	33
3.8	Messprinzip des Siliziumdetektors	34
4.1	Der Ablauf des Messzyklus an SHIPTRAP	36
4.2	Driftsektion aus der zweiten Messfalle zum Detektor	38
4.3	Flugzeitunterschied zwischen Ionen mit und ohne Quadrupolanregung	39
4.4	Flugzeitresonanz von $^{133}\text{Cs}^+$	40
4.5	Bestimmung der Magnetfeldstärke durch Referenzmessungen	41
5.1	Untersuchung der Transferzeit	44
5.2	Optimierung der Korrekturspannungen der Messfalle	45
5.3	Optimierung der Korrekturspannungen	46
5.4	Dampfdruckkurve von ^4He	47
5.5	Blockschaltbild eines PID-Reglers	48
5.6	Schematische Darstellung der Druckstabilisierung	49

5.7	Bauteile der Druckstabilisierung	50
5.8	Druckverlauf mit eingeschalteter Druckstabilisierung	51
5.9	Standardabweichung der relativen Magnetfeldschwankung ohne und mit stabilisiertem Heliumgasdruck als Funktion des Zeitintervalls zwischen zwei Messungen	52
5.10	Blockschaltbild der Temperaturstabilisierung	52
5.11	Blockschaltbild der Temperaturstabilisierung	53
5.12	Foto der Temperaturstabilisierung	54
5.13	Benutzeroberfläche des Steuerprogramms	54
5.14	Temperaturverlauf	55
5.15	Standardabweichung der relativen Magnetfeldschwankung ohne und mit stabilisierter Temperatur in der Bohrung als Funktion des Zeitintervalls zwischen zwei Messungen	56
5.16	Vergleich des Einflusses der Druck- und Temperaturstabilisierung	57
6.1	Übersicht der gemessenen Nuklide in der Nuklidkarte	59
6.2	Anregungsenergie der Isomere von Radon	60
6.3	Bestimmung der optimalen kinetischen Energie der Projektile	61
6.4	Frequenzverhältnisse für $^{205}\text{Rn}^+$ und $^{206}\text{Rn}^+$	63
6.5	Frequenzverhältnisse für $^{207}\text{Rn}^+$ und $^{213}\text{Ra}^{2+}$	63
6.6	Auswertung der Strahlzeit	65
6.7	Vergleich der Massenexzesse für ^{204}Rn	66
6.8	Vergleich der Massenexzesse für ^{205}Rn	67
6.9	Vergleich der Massenexzesse für ^{206}Rn	68
6.10	Vergleich der Massenexzesse für ^{207}Rn	69
6.11	Vergleich der Massenexzesse für ^{213}Ra	70
C.1	Reaktionsquerschnitte der Reaktion $^{48}\text{Ca} + ^{161}\text{Dy}$	76
C.2	Reaktionsquerschnitte der Reaktion $^{48}\text{Ca} + ^{162}\text{Dy}$	77
C.3	Reaktionsquerschnitte der Reaktion $^{48}\text{Ca} + ^{163}\text{Dy}$	77
D.1	Zyklotronresonanzkurve für $^{204}\text{Rn}^+$	78
D.2	Zyklotronresonanzkurve für $^{205}\text{Rn}^+$	79
D.3	Zyklotronresonanzkurve für $^{206}\text{Rn}^+$	79
D.4	Zyklotronresonanzkurve für $^{207}\text{Rn}^+$	80
D.5	Zyklotronresonanzkurve für $^{213}\text{Rn}^{2+}$	80

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenfrequenzen für $^{133}\text{Cs}^+$. Die Fallentiefe beträgt $V_0=-32\text{ V}$, die Magnetfeldstärke $B=7\text{ T}$ und der charakteristische Fallenparameter $d=18,2\text{ mm}$	15
4.1	Halbwertsbreite $\Delta\nu_c(FWHM)$, Unsicherheit der Resonanzfrequenz $\Delta\nu_c$ und relative Unsicherheit der Massenbestimmung R für $^{133}\text{Cs}^+$ als Funktion der Quadrupolanregungszeit T_{exc} . Aus experimentellen Daten bei gleicher Anzahl der Ionen.	37
6.1	Relative Häufigkeiten der stabilen Dysprosiumisotope	61
6.2	Reaktionsquerschnitte bei einer Projektilenergie von $4,4\text{ MeV/u}$	62
6.3	Verhältnisse der interpolierten Resonanzfrequenz des Referenzmasse und der Resonanzfrequenzen der Radionuklide	64
6.4	Vergleich der experimentellen Resultate mit der Literaturwerten	64
B.1	Koeffizienten der Dampfdurckkurve für Helium.	75
D.1	Ergebnisse der Zyklotronresonanzmessungen der untersuchten Isotope	81

Kapitel 1

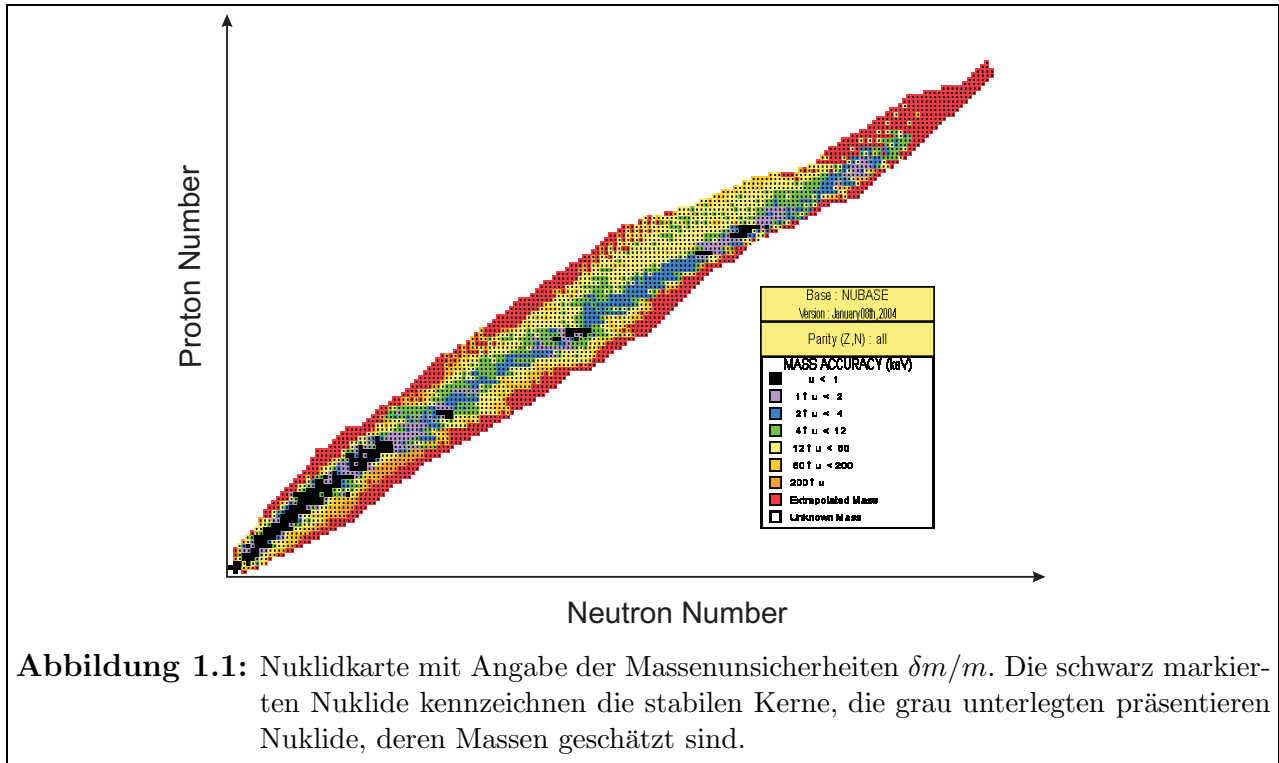
Einleitung

Die Masse eines Atomkerns ist eine wichtige Zustandsgröße in der Physik. In ihr spiegelt sich die Bindungsenergie E_B durch die Formel

$$E_B = [Z \cdot M_P + N \cdot M_N - M(Z, N)]c^2 \quad (1.1)$$

wieder. Die Bindungsenergie ist die Differenz aus der Summe der Massen der Z Protonen M_P und N Neutronen M_N und der Gesamtmasse des Kerns. Anhand von Untersuchungen der Kernmassen ergeben sich Erkenntnisse über die im Kern wirkenden Kräfte und die Kernstruktur im Allgemeinen. Theoretische Kernmodelle existieren seit 1935, als von Weizsäcker das Tröpfchenmodell einführte [Wei35]. Seitdem wurden verschiedene weitere Modelle entwickelt [Rei87]. Diese Modelle lassen sich anhand der Ergebnisse präziser Massenmessungen mit einer Genauigkeit von $\delta m/m \approx 10^{-7}$ testen und verifizieren. Dadurch ist es möglich die Natur der starken Wechselwirkung als essentiellen Bestandteil der Kernbindungskraft besser zu verstehen. Auch in der Astrophysik spielen Massenmessungen eine entscheidende Rolle für das Verständnis der Nukleosynthese schwerer Elemente. So sind für Untersuchungen des schnellen Neutroneneinfangs (r-Prozess [Cow91]) oder des schnellen Protoneneinfangs (rp-Prozess [Sch06, Mar07]) Genauigkeiten der Massenwerte von mindestens $\delta m/m \approx 10^{-7}$ nötig. Des weiteren sind Massen wichtige Eingabeparameter für die Untersuchung der schwachen Wechselwirkung. Durch Massenmessungen mit einer Genauigkeit von mindestens $\delta m/m = 10^{-8}$ an übererlaubten Beta-Emittern und deren Tochternukliden lassen sich die CVC-Hypothese (*conserved vector current hypothesis*) und die Unitarität der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Quark-Mischungsmatrix (CKM-Matrix) [Har05] überprüfen.

Die höchste Präzision zur Messung von stabilen und radioaktiven Isotopen wird heute mit Ionenfallen erreicht. Ionenfallen haben den Vorteil, dass die Ionen bei ausreichend gutem Vakuumbedingungen theoretisch beliebig lange gespeichert werden können. Lediglich die Halbwertszeit radioaktiver Ionen stellt einen limitierenden Faktor dar. Des weiteren ist es möglich, die Bewegung der gespeicherten Ionen in einer Ionenfalle gezielt zu manipulieren, wodurch sich verschiedene Anwendungsbereiche ergeben. Eine Übersicht über die verschiedenen massenspektrometrischen Methoden, sowie deren Anwendung findet sich in [Blau06]. Penningfallen haben sich dabei als die Instrumente mit der höchsten Genauigkeit erwiesen.



Der Massenspektrometer SHIPTRAP am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung mbH (GSI) Darmstadt ist eine Penningfallenapparatur, die zur Massenmessung an mittelschweren bis superschweren Elementen konzipiert wurde [Dil99]. Sie ist mit dem Geschwindigkeitsfilter SHIP verbunden, an welchem neutronenarme, schwere Elemente erzeugt und separiert werden [Mün79].

Heute sind ungefähr 3200 Nuklide bekannt, von denen ca. 300 stabil sind. Abbildung (1.1) zeigt eine Nuklidkarte, in der alle bekannten Isotope eingetragen sind [Aud03]. Die roten Kästchen repräsentieren dort Isotope, deren Massen nur extrapoliert wurden. Diese befinden sich meist nahe der Protonen- oder Neutronenabbruchkante (*dripline*) und besitzen eine große Unsicherheit bezüglich ihrer Massenwerte. Diese Ionen sind über wohlbekannte Zerfallsketten miteinander verbunden, so dass es möglich ist, mit einer direkten Massenmessung eines dieser Atome auch die Massen der Isotope in der Zerfallskette zu bestimmen.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des systematischen Fehler der Massenmessung an SHIPTRAP, sowie die Realisierung von Techniken zu Reduzierung selbiger. Außerdem wurde eine der direkten Massenmessung in der Region der Massen von $A = 205$ durchgeführt und ausgewertet.

Kapitel 2

Grundlagen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Grundlagen der Speicherung von Ionen in einer Penningfalle. Neben einer Beschreibung der Bewegung eines geladenen Teilchens unter idealen Speicherbedingungen wird auf die in der Realität auftretenden Abweichungen dieser Bedingungen eingegangen.

Außerdem werden in diesem Kapitel Möglichkeiten zur Manipulation der Ionenbewegung durch die Dipolanregung und die Quadrupolbewegung erläutert. Zuletzt wird der Mechanismus der sogenannten Puffergaskühlung, welcher einen essentiellen Bestandteil der Massenspeicherung darstellt, diskutiert.

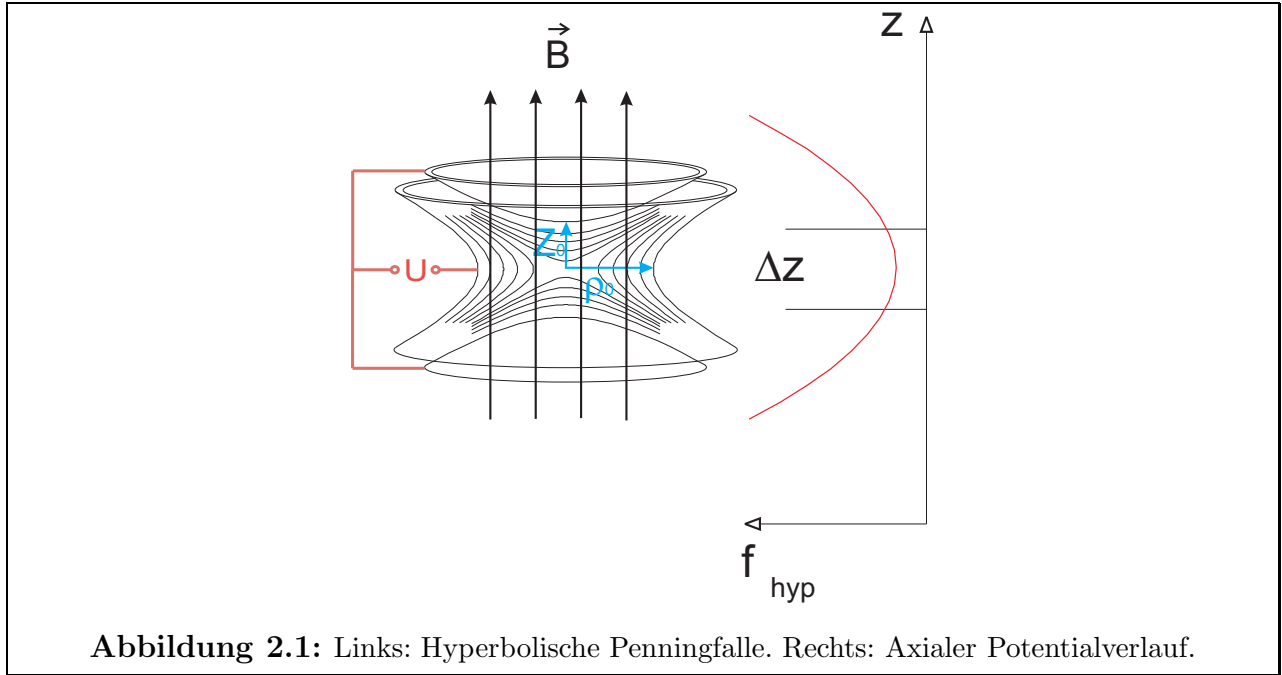
2.1 Die Penningfalle

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Theorie der Speicherung von geladenen Teilchen in einem elektrostatischen Quadrupolfeld, welches von einem starken, homogenen Magnetfeld überlagert ist. Diese Variante einer Ionenfalle wird als Penningfalle bezeichnet.

2.1.1 Die ideale Penningfalle

Bei einer idealen Penningfalle ist ein homogenes magnetisches Feld B mit einem elektrischem Quadrupolfeld überlagert. Durch geeignete Wahl der Elektrodengeometrie läßt sich dieses harmonisches Potential durch Anlegen einer Potentialdifferenz V_0 zwischen zwei Endkappen- und einer Ringelektrode erzielen. Dabei werden diese Elektroden durch unendlich ausgedehnte Rotationshyperboloiden beschrieben, welche Äquipotentialflächen darstellen. Die magnetischen Feldlinien sind dabei parallel der Symmetrieachse orientiert. Eine schematische Darstellung dieser Elektrodenanordnung ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Aufgrund der Symmetrie der Anordnung um die z -Achse wurden Zylinderkoordinaten gewählt. In dieser Darstellung entspricht z_0 und ρ_0 dem Minimalabstand zwischen dem Fallenzentrum und den Endkappen bzw. der Ringelektrode.



Zur Charakterisierung der Penningfalle lässt sich ein weiterer Parameter d

$$d^2 = \frac{1}{2} \left(z_0^2 + \frac{\rho_0^2}{2} \right) \quad (2.1)$$

eingeführen [Bro86].

Das elektrostatische Potential $V(z, \rho)$ kann damit in folgender Form geschrieben werden:

$$V(z, \rho) = \frac{V_0}{2d^2} \left(z^2 - \frac{1}{2}\rho^2 \right). \quad (2.2)$$

Ein Ion mit der Masse m und der Ladung q und einer Geschwindigkeit $\dot{\rho}$ wird in radialer Richtung durch die Lorentzkraft

$$m\ddot{\rho} = q\dot{\rho} \times B \quad (2.3)$$

auf eine Kreisbahn gezwungen. Das angelegte Magnetfeld zwingt das Ion auf eine Kreisbahn. Durch Gleichsetzen der Lorentzkraft mit der Zentripetalkraft ergibt sich eine harmonische Bewegungsgleichung

$$\ddot{\rho} + \omega_c \rho = 0, \quad (2.4)$$

wobei

$$\omega_c = \frac{q}{m} B \quad (2.5)$$

die Zyklotronfrequenz ist. Allein durch das Magnetfeld wird das Ion also schon in zwei Dimensionen gespeichert. Eine Speicherung in axialer Richtung wird durch das in Gleichung (2.2)

beschriebene elektrische Potential erzielt, welche eine, entsprechend der Polarität von V_0 , anziehende oder abstoßende Kraft

$$m\ddot{z} = -q \nabla V \quad (2.6)$$

hervorrufen. Die Newtonschen Bewegungsgleichungen in kartesischen Koordinaten können dann in folgender Form geschrieben werden:

$$\ddot{x} - \omega_c \dot{y} - \frac{1}{2} \omega_z^2 x = 0, \quad (2.7)$$

$$\ddot{y} + \omega_c \dot{x} - \frac{1}{2} \omega_z^2 y = 0, \quad (2.8)$$

$$\ddot{z} + \omega_z^2 z = 0, \quad (2.9)$$

mit

$$\omega_z^2 = \frac{qV_0}{md^2}. \quad (2.10)$$

Die Bewegung in z-Richtung ist also von der Bewegung in x- und y- Richtung entkoppelt. Die Ionen schwingen mit der axialen Eigenfrequenz ω_z . Diese Frequenz ist unabhängig von der Magnetfeldstärke.

Die gekoppelten Differentialgleichungen (2.7) und (2.8) lassen sich nun durch die Substitution $u = x + iy$ in Form einer komplexen Differentialgleichung

$$\ddot{u} + i\omega_c \dot{u} - \frac{1}{2} \omega_z^2 u = 0 \quad (2.11)$$

schreiben.

Um diese Gleichung zu lösen, wählt man den Ansatz

$$u = e^{-i\omega t}. \quad (2.12)$$

Durch Einsetzen erhält man damit die quadratische Gleichung

$$\omega^2 - \omega_c \omega + \frac{1}{2} \omega_z^2 = 0, \quad (2.13)$$

deren Lösung

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\omega_c \pm \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_z^2} \right) \quad (2.14)$$

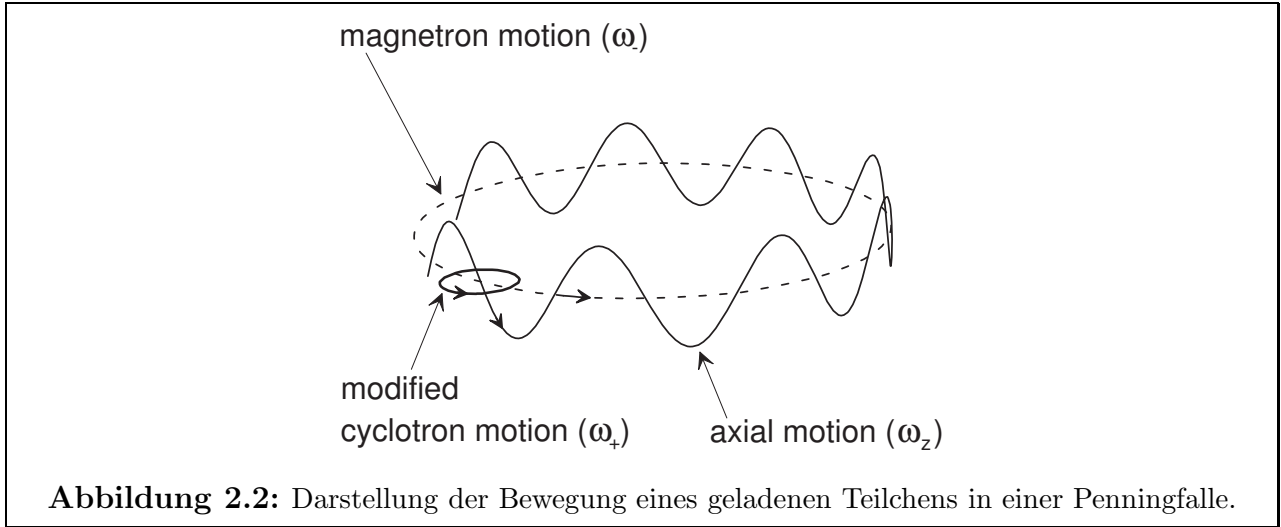
ist [Kre91]. Dabei gibt ω_+ die reduzierte oder auch modifizierte Zyklotronfrequenz an, während ω_- die Magnetronbewegung beschreibt.

Aus der Gleichung (2.14) lassen sich die Beziehungen zwischen den Eigenfrequenzen

$$\omega_c = \omega_+ + \omega_- \quad (2.15)$$

und

$$\omega_c^2 = \omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2 \quad (2.16)$$



herleiten. Die Relation (2.16) gilt auch bei kleinen Abweichungen von der idealen Falle (Invarianz-Theorem) und kann zur Kalibration der elektrischen Fallenparameter genutzt werden [Gab08]. In Abbildung 2.2 ist die aus Überlagerung der Eigenfrequenzen resultierende Trajektorie eines in der Penningfalle gespeicherten Ions dargestellt.

Aus der Gleichung (2.14) lässt sich ablesen, dass

$$\omega_c^2 > 2\omega_z^2 \quad (2.17)$$

Unter der Annahme, dass ω_c sehr viel größer als ω_z ist, was bei typischen Fallenparametern zutrifft, kann bei Gleichung (2.14) eine Reihenentwicklung durchgeführt werden. Dadurch ergibt sich in erster Ordnung für die reduzierte Zyklotronfrequenz und die Magnetronfrequenz

$$\omega_+ \approx \omega_c - \frac{V_0}{2d^2B} \quad (2.18)$$

und

$$\omega_- \approx \frac{V_0}{2d^2B} \quad (2.19)$$

Wie man sieht, ist die Magnetronfrequenz in erster Näherung massenunabhängig. Die Masse eines geladenen Teilchens wird an SHIPTRAP über die Bestimmung der Zyklotronfrequenz (2.5) mit der Methode der Flugzeitzyklotronresonanzmessung ermittelt. Der genaue Hergang der Massenmessung wird in Kapitel 4.2 beschrieben. In Tabelle 2.1 werden konkrete Werte der hier hergeleiteten Frequenzen für eine exemplarische Auswahl an Isotopen, welche an SHIPTRAP gemessen worden sind, präsentiert.

2.1.2 Die reale Penningfalle

2.1.2.1 Elektrische Feldfehler

Die reale Penningfalle unterscheidet sich in vielerlei Hinsicht von einer idealen Elektrodenanordnung. Um den Ioneneinfang und -ausschuß zu ermöglichen ist es notwendig, die Endkappen

Tabelle 2.1: Eigenfrequenzen für $^{133}\text{Cs}^+$. Die Falltiefe beträgt $V_0 = -32\text{ V}$, die Magnetfeldstärke $B = 7\text{ T}$ und der charakteristische Fallenparameter $d = 18,2\text{ mm}$.

	$^{133}\text{Cs}^+$
ν_+	$809251,8\text{ Hz}$
ν_-	$506,2\text{ Hz}$
ν_z	$28623,3\text{ Hz}$

mit Löchern zu versehen. Auch die Vorstellung der unendlich ausgedehnten Fallenelektroden ist in der Realität nicht zu verwirklichen. Des weiteren erfordert die Anregung der Ionenbewegung (Dipol- bzw. Quadrupolanregung - siehe dazu Kapitel 2.2.) in der Falle das Einstrahlen einer Radiofrequenz, was üblicherweise über Segmente einer geteilten Ringelektrode erfolgt.

Diese Modifikationen rufen, zusammen mit den Unvollkommenheiten der Hyperboloiden durch den Fertigungsprozess, eine Abweichung des elektrischen Feldes von dem eines idealen Quadrupolfeldes hervor. Terme höherer Ordnung treten auf und können in der Berechnung nicht mehr vernachlässigt werden. Das elektrostatische Potential (2.2) in der Nähe der Fallenmitte ($\rho \ll \rho_0$) lässt sich dann als Reihenentwicklung mit Legendrepolyminen angeben

$$V = \frac{1}{2}V_0 \sum_{k=0}^{\infty} C_k \left(\frac{\rho}{d}\right)^k P_k(\cos\theta), \quad (2.20)$$

wobei C_k Multipolkoeffizienten sind. Der Koeffizient C_0 beschreibt den „Offset“ der Falle als Ganze. Für eine ideale Penningfalle ist der Quadrupolkoeffizient $C_2 = 1$ und alle anderen Koeffizienten $C_{k \neq 2} = 0$, d.h. in diesem Fall liegt ein reines Quadrupolfeld vor.

Aufgrund der Symmetrie unter der Transformation von $z \rightarrow -z$ verschwinden die Terme ungerader Ordnung. Für radialsymmetrische Fallengeometrien vereinfacht sich die Gleichung (2.20) zu

$$V(z) = \frac{V_0}{2} \left(C_0 + \frac{C_2}{z_0^2} z^2 + \frac{C_4}{z_0^4} z^4 + \frac{C_6}{z_0^6} z^6 + \dots \right) \quad (2.21)$$

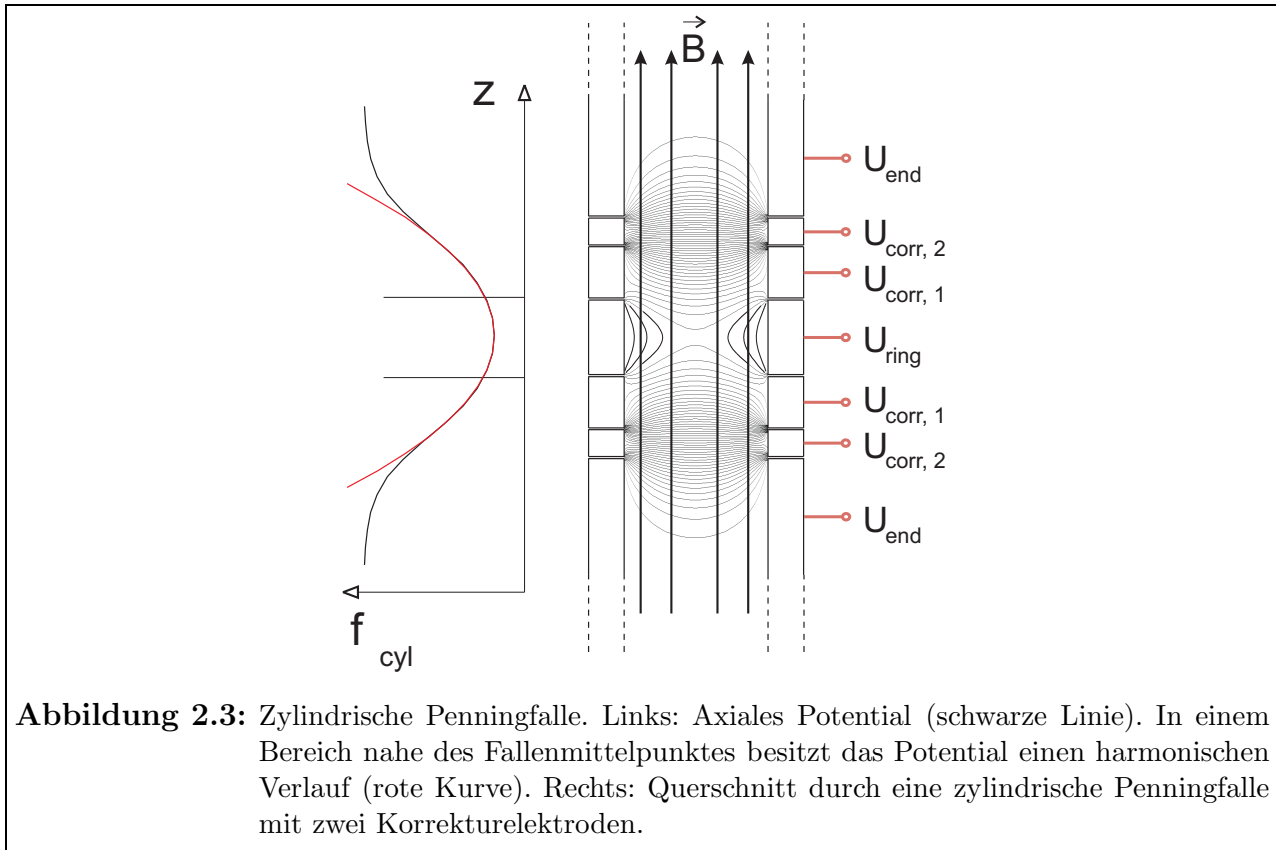
Eine Abweichung des elektrischen Fallenpotentials vom idealen Verlauf zieht entsprechend eine Änderung der Bewegungsfrequenzen nach sich. So wird im Falle eines nichtverschwindenden Oktupolkoeffizienten C_4 das Fallenpotential anharmonisch. Dies bewirkt, dass die Frequenz der axialen Oszillation abhängig von der Bewegungsamplitude, bzw. der kinetischen Energie in z -Richtung, E_z , wird. Die Verschiebung der axialen Frequenz ist dann

$$\frac{\Delta\nu_z}{\nu_z} = \frac{3}{2} \left(\frac{C_4}{C_2} \right) \frac{E_z}{qV_0C_2}. \quad (2.22)$$

Dementsprechend werden gemäß Gleichung (2.16) auch die Frequenzen der Magnetron- und der reduzierten Zyklotronbewegung verändert. Um den Beitrag der Störterme so gering wie möglich zu halten, ist es zum einen wichtig, die Elektrodenabstände korrekt zu wählen [Gab89], und zum anderen, Korrektorelektroden zu verwenden. Dadurch kann man bei bestimmten Spannungsverhältnissen in der Nähe des Fallenzentrums ein harmonisches Potential erzeugen. In der

Praxis werden häufig anstatt hyperbolischer Fallen zylindrische Penningfallen verwendet. In Abb. 2.3 ist eine zylindrische Penningfalle dargestellt.

Der Vorteil dieser Elektrodenanordnung ist, dass die Fertigung, aufgrund der einfachen Geome-



trie, stark erleichtert wird. Des weiteren erleichtert die offene Gestaltung solch einer Penningfalle den Einfang und Ausschub der geladenen Teilchen. Zudem wird durch den erhöhten Pumpquerschnitt ein niedrigerer Enddruck erreicht.

2.1.2.2 Magnetfeldinhomogenitäten

Das Magnetfeld in einem realen supraleitenden Solenoiden ist nur zu einem gewissen Teil homogen. Zum Einen ist das Magnetfeld durch die endliche Anzahl der Windungen des Magneten inhomogen. So beträgt die relative Abweichung der Magnetfeldstärke $1 \cdot 10^{-6} / \text{cm}^3 - 1 \cdot 10^{-7} / \text{cm}^3$. Zum Anderen rufen die in den Magneten eingebrachten Fallen und Ionenoptiken durch ihre magnetischen Suszeptibilitäten eine Magnetisierung der Materialien hervor. Dadurch kommt es lokal zu Veränderung der Feldstärke und damit gleichzeitig zu einer Verschiebung der Eigenfrequenzen. Die linearen Beiträge der Magnetfeldänderung verschwinden durch die Mittlung über eine Periode der Ionenbewegung. Der Störterm kleinster Ordnung ist dabei der magnetische

Quadrupolanteil

$$B_z = B_0 \left(1 + \beta_2 \left(z^2 - \frac{\rho^2}{2} \right) \right). \quad (2.23)$$

Dabei ist β_2 die Stärke der quadratischen Komponente des Magnetfeldes.

Unter der Annahme, dass auch in der realen Penningfalle, $\omega_c \approx \omega_+ + \omega_-$ gilt, ergibt sich die Frequenzverschiebung der Zyklotronfrequenz zu [Bol90]

$$\Delta\omega_c = \beta_2 B_0 q / m (z^2 - \rho_-^2). \quad (2.24)$$

Dabei ist ρ_- die Amplitude der Magnetronbewegung. Um die Frequenzverschiebung zu minimieren, muss man die Bewegungsamplituden der Ionen in der Falle reduzieren. Um den Einfluß der Magnetisierung zu verringern wurden sämtliche Fallenelektroden aus sauerstofffreiem Kupfer und die Isolatoren aus einer speziellen Glaskeramik "Macor" gefertigt. Des Weiteren wird bei der Konstruktion der Fallen darauf geachtet, die Fallenapparatur rotationssymmetrisch zu gestalten.

2.1.2.3 Magnetfeldfluktuationen

Eine wichtige Rolle bei der Massenmessung mit Penningfallen spielt die zeitliche Entwicklung der Magnetfeldstärke während der Messung. Die zeitliche Veränderung der Magnetfeldstärke hat mehrere Gründe. Der Abfall der Magnetfeldstärke folgt im Wesentlichen einem linearen Verlauf, wie in Abb. 2.4 zu erkennen ist. Die Ursache dafür ist ein intrinsischer Effekt supraleitender Magneten, der sogenannte „Flux Creep“. Dies kann durch die thermisch induzierte Bewegung der Feldlinien erklärt werden. Eine detaillierte Erklärung des Flux Creeps findet sich in [And62, And64]. Der Zerfall erfolgt logarithmisch mit der Zeit, wobei die Zeitskala jedoch so groß ist, dass die Abnahme der Magnetfeldstärke in guter Näherung, über den betrachteten Zeitraum, mit einer Gerade angenähert werden kann. Untersuchungen der Zyklotronresonanzfrequenzen ν_c über einen Zeitraum von zwei Jahren ergab eine Abnahme des Magnetfeldes des SHIPTRAP-Solenoiden von $4,774(8) \cdot 10^{-8}$ T/d. Dieser Wert ist so gering, dass er bei Betrachtungen über einen Zeitraum von wenigen Tagen eine untergeordnete Rolle gegenüber den Auswirkungen der Schwankungen der Umgebungstemperatur und des Umgebungsdruckes auf die Magnetfeldstärke spielt.

Diese Effekte sind in Abb. 2.5 dargestellt. Hier wurde die Temperatur in der Magnetbohrung, also etwa am Ort der Penningfallen, zusammen mit dem Heliumgasdruck im Kryostaten, während der Bestimmung der Stärke des Magnetfeldes gemessen und beide alle drei Werte zusammen aufgetragen. Dieses Bild zeigt eine deutliche Korrelation zwischen der Magnetfeldstärke und der Temperatur. Wie man erkennt folgt die relative Magnetfeldschwankung dem Temperaturverlauf. Die Ursache dafür liegt in der Veränderung der temperaturabhängigen magnetischen Suszeptibilität aller Materialien in der Bohrung, wie z.B. der Vakuumkammer oder den Fallenelektroden selbst. Ein weiterer Einflussfaktor auf die Magnetfeldstärke ist die Änderung des Druckes im Heliumkryostaten des Magneten. Dadurch verändert sich der Siedepunkt des flüssigen Heliums, was wiederum die magnetische Suszeptibilität aller sich mit dem Heliumbad

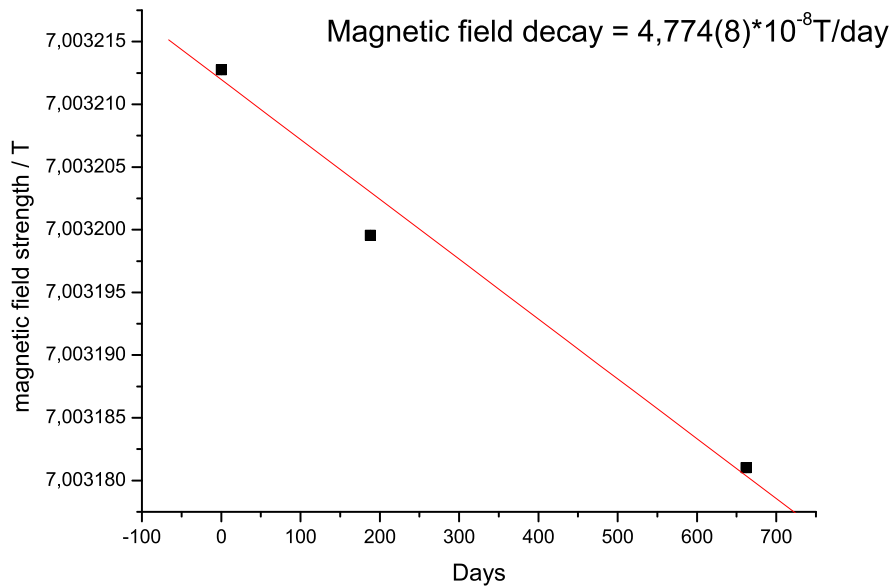


Abbildung 2.4: Abfall der Magnetfeldstärke über einen Zeitraum von zwei Jahren.

in Kontakt befindlichen Materialien beeinflusst. Abbildung 2.5 zeigt die Verbindung zwischen der Magnetfeldstärke und dem Druck im Heliumkryostaten des Solenoiden. Dort zeigt sich ein inverses Verlauf der beiden Größen. So ist befindet sich an den lokalen Minima des Druckverlaufs die Maxima der Magnetfeldstärke und umgekehrt. Jedoch ist hier eine Korrelation beider Werte nicht derart eindeutig zu erkennen, wie zwischen der Temperatur und der Magnetfeldstärke. Auch Veränderungen des äußeren Magnetfeldes haben Einfluss auf das magnetische Feld in der Bohrung des supraleitenden Magneten. So kann allein schon die Bewegung massiver Objekte, wie zum Beispiel die eines Krans, eindeutige Auswirkung auf das, die Penningfallen umgebende, Magnetfeld haben. Dies wird Abb. 2.6 verdeutlicht.

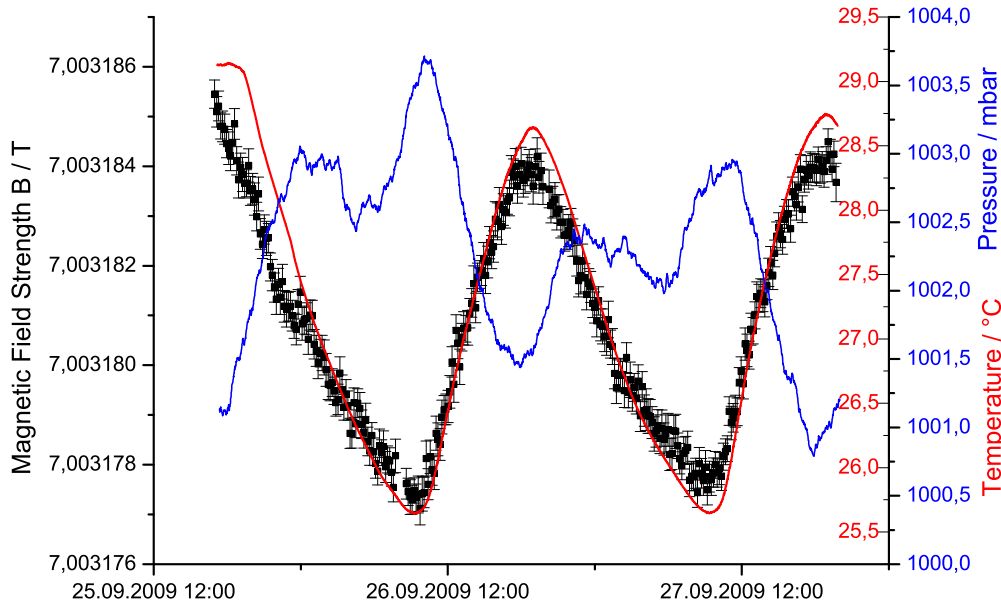


Abbildung 2.5: Zeitliche Entwicklung der Magnetfeldstärke (schwarze Punkte). Die Magnetfeldstärke ist direkt mit dem Temperaturverlauf (rote Kurve) korreliert. Eine Verbindung zwischen der Magnetfeldstärke und dem Heliumgasdruck (blaue Kurve) lässt mit einer Verzögerung von ungefähr zwölf Stunden erkennen.

2.1.2.4 Abweichung der Fallenachse von der Magnetfeldachse

In der Realität entspricht die durch die Elektroden beschriebene Fallenachse nicht der Symmetrieachse des Magnetfeldes. Dieser Umstand führt zu einer Veränderung der Zyklotronfrequenz, welche abhängig von dem Winkel θ der beiden Achsen zueinander ist.

$$\Delta\omega_c \approx \frac{9}{4}\omega_- \sin^2 \theta \quad (2.25)$$

Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Bro86]. Setzt man die in Tabelle 2.1 eingeführten Werte in (2.25) ein und wählt einen Winkel $\theta=0.01$ rad ein, so erhält man eine Frequenzverschiebung $\Delta\omega_c$ von 1,2 Hz. Der verwendete Wert stellt einen Extremfall dar, sodass die real auftretenden Frequenzverschiebungen geringer ausfallen.

2.1.2.5 Raumladungseffekte

Befinden sich mehrere Ionen in der Falle, so beeinflussen sie sich gegenseitig. Sie erfahren somit nicht das für die Speicherung optimale Quadrupolfeld.

Befindet sich nun lediglich eine Ionenspezies in der Falle so bewegt sich das Massenzentrum der

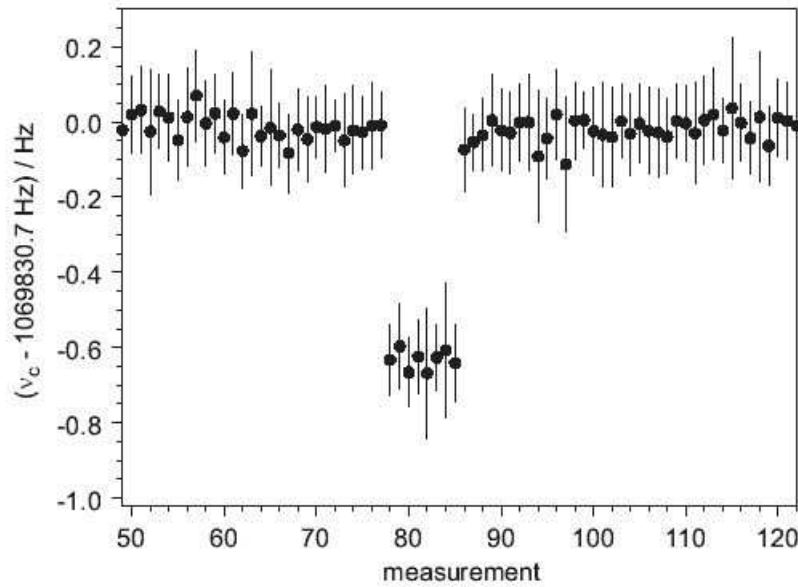


Abbildung 2.6: Die Zyklotronfrequenz von $^{85}\text{Rb}^+$ einer fortlaufenden Messung. Im Bereich der Messpunkte 78-86 wurde ein Kran dicht über dem Magneten hinweg bewegt. [Mar08]

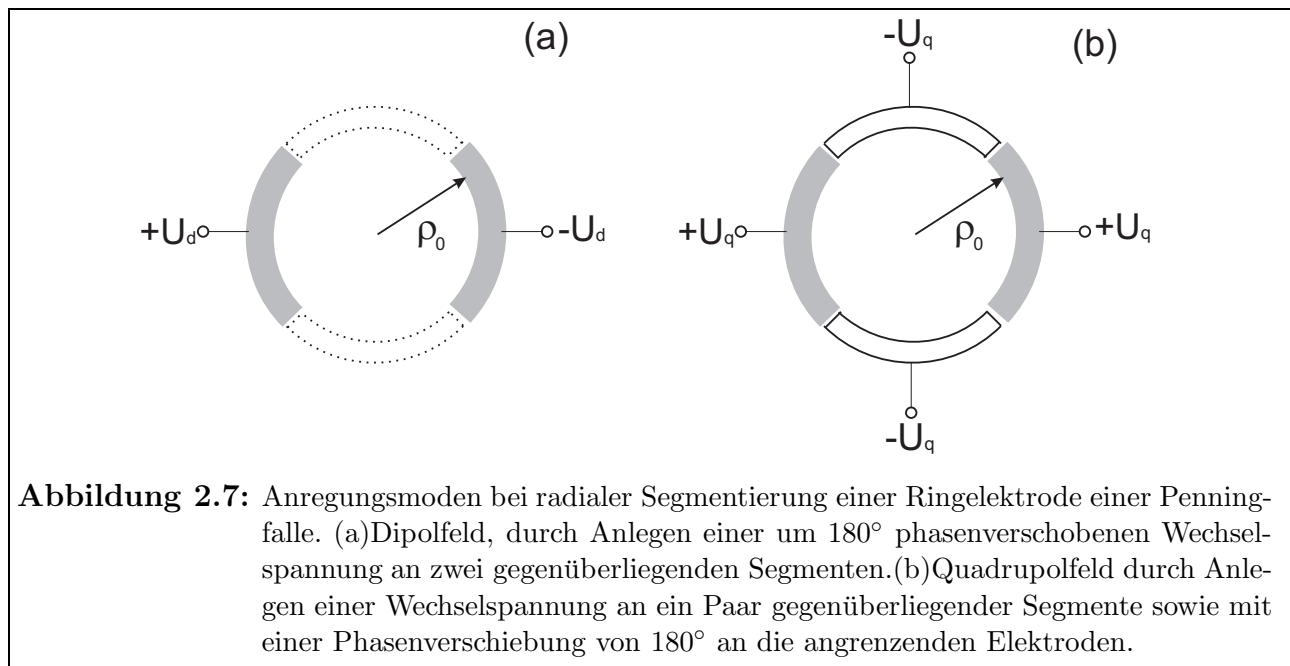
Ionenverteilung wie ein einzelnes Ion bei gleicher Zyklotronfrequenz. Allerdings tritt, abhängig von dem Fallenvolumen, ab einer gewissen Teilchenzahl trotzdem eine Frequenzverschiebung auf. Dies hängt mit der Coulombabstoßung der Ionen untereinander zusammen. Sie bewirkt eine Aufweitung der Bewegungsamplituden, wodurch die Ionen den Bereich des idealen Quadrupolfeldes verlassen und in Bereiche gelangen in denen die Störterme von (2.21) eine dominante Rolle spielen. Des Weiteren haben Bildladungseffekte bei großen Ionenzahlen Einfluss auf die Ionenbewegung. Dabei erfährt jedes einzelne Ion das, von der gesamten Ionenwolke induzierte, elektrische Feld der Spiegelladungen auf den Fallenelektroden. Auf diese Weise wird das elektrische Fallenpotential verändert. Gemäß Abschnitt 2.1.2.1 ergibt sich daraus eine Frequenzverschiebung der Summenfrequenz $\omega_+ + \omega_-$.

Sind nun verschiedene Ionen mit unterschiedlichem Ladung-zu-Masse-Verhältnis in der Falle vorhanden, wie zum Beispiel durch den Produktionsprozess unvermeidbare Isobare, so beeinflussen sich die jeweiligen Massenzentren der Ionen gegenseitig. Ist der Abstand zwischen der Resonanzfrequenz des gesuchten Ions und der des kontaminierenden Ions kleiner als die Linienbreite (FWHM) des gesuchten Teilchens, so ergibt sich eine Resonanzkurve, die schmäler ist als die Überlagerung beider Einzelresonanzen und beide Frequenzen verschieben sich in Richtung des gemeinsamen Schwerpunktes. Falls der Massenunterschied so groß ist, dass sich beide Resonanzkurven einzeln auflösen lassen, verschieben sich die Resonanzkurven zu niedrigeren Frequenzen hin. Dieser Einfluss wurde in [Fra83, Jef83] anhand der Fouriertransormations-Ionenzyklotronresonanz-Methode (FT-ICR) untersucht.

2.2 Die Anregung der Ionenbewegung

Die drei Eigenbewegungen lassen sich durch Einstrahlen von entsprechenden Radiofrequenz manipulieren, wodurch sich eine Möglichkeit bietet, die jeweiligen Eigenfrequenzen zu messen. In einer idealen Penningfalle sind die drei Bewegungsmoden entkoppelt, sodass es möglich ist, durch Anlegen eines elektrischen Feldes bestimmter Frequenz, gezielt Energie in eine dieser Moden einzukoppeln.

Über die Ringsegmente lassen sich die Bewegungsamplituden in radialer Ebene beeinflussen



während durch Anlegen einer RF-Amplitude an die Endkappen die axiale Oszillation beeinflusst wird. In diesem Unterkapitel werden zwei Möglichkeiten der Manipulation der Ionenbewegung erläutert.

2.2.1 Die Dipolanregung

Die Dipolanregung erfolgt über Einkoppeln eines Radiofrequenzsignals über die segmentierten Ringelektroden der Penningfalle. Dies wird schematisch in Abbildung 2.7a veranschaulicht. Bei der Dipolanregung wird die Energie lediglich über zwei sich gegenüberliegende Ringsegmente eingekoppelt. Durch die Dipolanregung lässt sich gezielt eine Bewegungsmoden einer Ionensorte manipulieren. Dies kann dazu genutzt werden unerwünschte Kontaminationen gezielt zu entfernen, indem die Bewegungsamplitude derart vergrößert wird, dass die Bewegungsamplitude so groß wird, dass die Ionen mit den Fallenelektroden kollidieren und so verlorengehen. Durch

Einstrahlen eines Dipolfeldes

$$\vec{E}_x = \alpha \frac{U_d}{\rho_0} \cos(\omega_{RF}t - \Phi_{RF}) \vec{e}_x \quad (2.26)$$

mit einer Wechselspannung der Amplitude U_d und der Frequenz ω_{RF} beim Radius ρ lässt sich bei geeigneter Phasenbeziehung zwischen der Ionenbewegung und anregendem Feld Φ_{RF} eine Aufweitung der Kreisbahn der Bewegung erzielen. Das Maß der Zunahme der Bewegungsamplitude des Ions ist dabei der Amplitude der Wechselspannung und der Dauer der Anregung proportional. Der Geometriefaktor α nimmt Bezug auf die Abweichung des tatsächlichen Elektrode von einem Zylinder mit unendlich dünnen Schlitzen. Dieser Faktor liegt zwischen Null und Eins.

2.2.2 Die Quadrupolanregung

Die Quadrupolanregung kann benutzt werden, um eine Kopplung verschiedener Eigenbewegungen zu erzielen und um die Summenfrequenz $\omega_+ + \omega_-$ zu messen [Kön95]. Die Quadrupolanregung erfolgt, wie die Dipolanregung, über die Segmente der Ringelektrode. Für die Quadrupolanregung sind hingegen jedoch mindestens vier Segmente notwendig. Dabei werden gegenüberliegende Segmente zusammengeschaltet und eine Wechselspannung angelegt. Der Ring wird derart beschaltet, dass die Radiofrequenz zwischen zwei benachbarten Elektroden eine Phasenverschiebung von 180° besitzt (siehe dazu Abbildung 2.7b). Ein Einstrahlen eines Quadrupolfeldes der Form

$$\vec{E}_x = \frac{U_d}{\rho_0^2} \cos(\omega_{RF}t - \Phi_{RF}) \vec{e}_x y \quad (2.27)$$

$$\vec{E}_y = \frac{U_d}{\rho_0^2} \cos(\omega_{RF}t - \Phi_{RF}) x \vec{e}_y \quad (2.28)$$

bewirkt eine Kopplung der Magnetronbewegung, und der Zyklotronbewegung. Falls $\omega_{RF} = \omega_c = \omega_+ + \omega_-$ findet eine periodische Konversion zwischen den beiden Moden statt. In Abbildung 2.8 wird diese Konversion dargestellt.

Zu Anfang besitzt das Ion lediglich Magnetronbewegung. Während der Quadruploanregung wird Energie von der Magnetron- und in die Zyklotronbewegung konvertiert. Dadurch vergrößert sich der Radius der Zyklotronbewegung, wohingegen der Radius der Magnetronbewegung abnimmt. Nach einer Anregungszeit

$$T_{conv} = \frac{\pi m r_0^2}{2U_d} (\omega_+ - \omega_-) \approx \pi \frac{m r_0^2}{2U_d} \quad (2.29)$$

hat eine volle Konversion stattgefunden, die Magnetronbewegung ist komplett verschwunden ($\rho_- = 0$) und der Zyklotronradius entspricht dem der anfänglichen Magnetronbewegung. Stimmt die Anregungsfrequenz nicht mit der Zyklotronfrequenz überein, so findet keine vollständige Konversion statt. Die radiale Energie E_r ist nach [Bro86]

$$E_r \propto \omega_+^2 \rho_+^2(0) - \omega_-^2 \rho_-^2(0) \approx \omega_+^2 \rho_+^2(0), \quad (2.30)$$

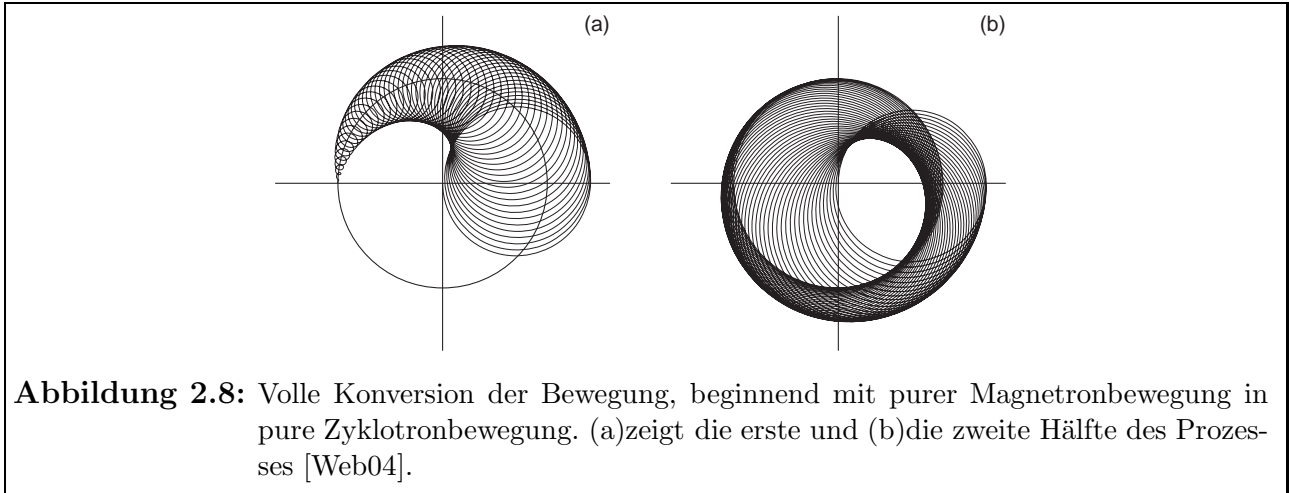


Abbildung 2.8: Volle Konversion der Bewegung, beginnend mit purer Magnetronbewegung in pure Zyklotronbewegung. (a) zeigt die erste und (b) die zweite Hälfte des Prozesses [Web04].

da

$$\omega_+ \gg \omega_- . \quad (2.31)$$

Dabei entsprechen $\rho_+(0)$ und $\rho_-(0)$ der Bewegungsamplitude der reduzierten Zyklotronbewegung, bzw. der Amplitude der Magnetronbewegung zum Zeitpunkt $t = 0$. Die Quadrupolanregung mit ω_c erhöht also die radiale Energie des Ions effektiv und ist gemäß Gl. (2.5) masseselektiv. Sie ist damit ein wichtiges Instrument zur Massenbestimmung und ein essentieller Bestandteil der Ionenkühlung mittels Puffergas (siehe Kapitel 2.3).

2.3 Puffergaskühlung der gespeicherten Ionen

Unter dem Kühlen von Ionen in Penningfallen versteht man die Verringerung des Phasenraums. Dadurch werden die Einflüsse der räumlichen elektrischen und magnetischen Inhomogenitäten verringert und die Effizienz des Transfers zwischen zwei Penningfallen, welche durch ein Diaphragma getrennt sind, vergrößert.

Um Ionen zu kühlen gibt es verschiedene Techniken, wie das Widerstandskühlen [Ita95] und die Laserkühlung [Jav80]. In dieser Arbeit wird die Methode des Puffergaskühlens [Sav91] erläutert, die bei SHIPTRAP angewendet wird.

Dazu wird ein inertes Gas eines leichten Elements in die Penningfalle geleitet. Bei SHIPTRAP wird hochreines Helium verwendet, da es zum Einen bedeutend leichter als die zu messenden Isotope ist und zum Anderen weil es eine hohe Ionisierungsenergie besitzt, wodurch Verluste von Ionen aufgrund von Ladungsaustausch sehr gering sind.

Ein Ion erfährt dann in der Penningfalle eine von der Geschwindigkeit abhängige Dämpfungskraft

$$\vec{F}_d = -\delta \cdot m \cdot \vec{v} . \quad (2.32)$$

Die Dämpfungskonstante ist gegeben durch

$$\delta = \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{M_{ion}} \cdot \frac{p/p_N}{T/T_N} . \quad (2.33)$$

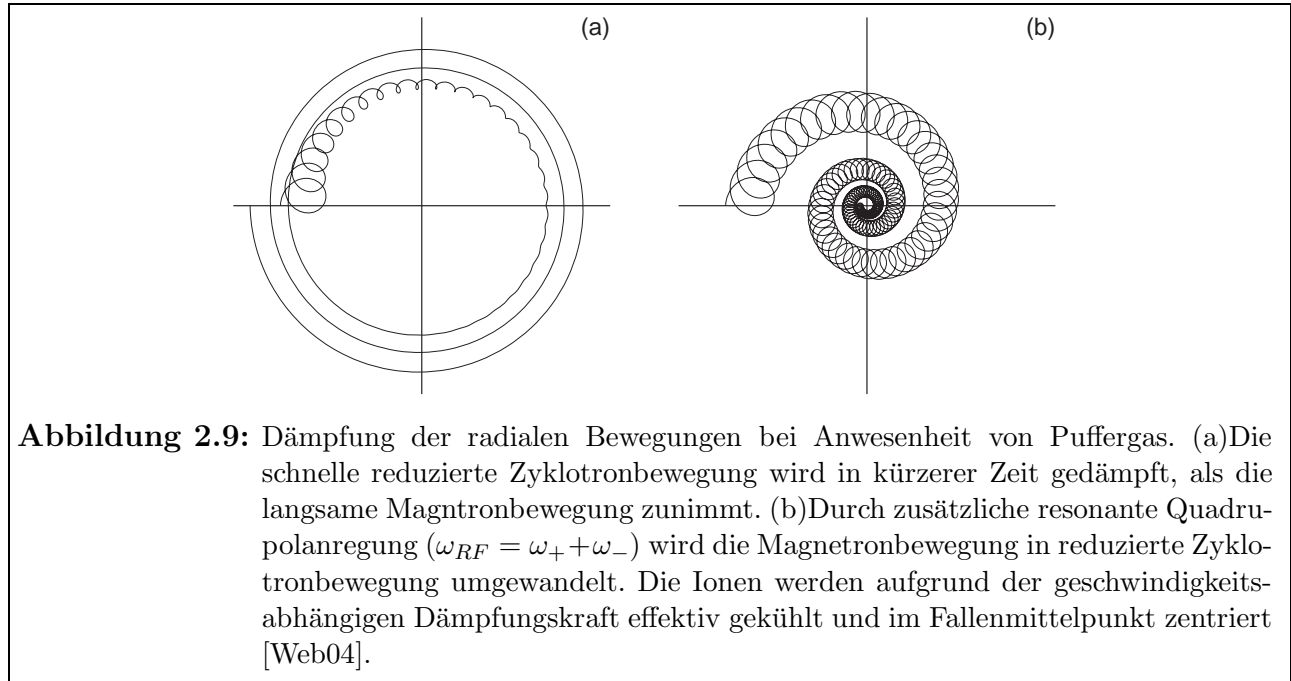
Dabei wird der Druck p und die Temperatur T des Gases in Einheiten des Normaldurcks p_N bzw. der Normaltemperatur T_N angegeben. M_{ion} gibt die reduzierte Mobilität der Gasatome an.

Die Dämpfung führt zu einer Reduzierung der Bewegungsenergien, was eine Reduzierung der axialen Bewegungsamplitude und des Radius der reduzierten Zyklotronbewegung hervorruft. Der Radius der Magnetronbewegung nimmt hingegen zu. Dieses Verhalten begründet sich darin, dass die Energie der Magnetronbewegung im Gegensatz zur Zyklotron- und der axialen Bewegung negativ definiert ist. Da Gl.(2.25) proportional zur Geschwindigkeit ist und im Allgemeinen

$$\omega_- \ll \omega_z \ll \omega_c \quad (2.34)$$

gilt (siehe z.B. Tabelle 2.1), wird die Magnetronbewegung viel langsamer gedämpft als die übrigen beiden Bewegungsmoden(siehe Abb.2.9). Macht man sich nun die in Abschnitt 2.2.2 beschriebene Konversion der Magnetron- in die reduzierte Zyklotronbewegung zunutze, so werden durch die schnelle Dämpfung der reduzierten Zyklotronbewegung die Ionen einer Spezies, für die $\omega_{RF} = \omega_c$ gilt, massenselektiv gekühlt und im Fallenmittelpunkt zentriert(siehe Abb. 2.9b).

Durch den Ausschluß der zentrierten Ionen durch ein Diaphragma gelangt so lediglich ei-



ne Ionensorte in die zweite Penningfalle. Bei SHIPTRAP wird das massenselektive Puffergaskühlen zur Isobarenséparation verwendet und erreicht ein Auflösungsvermögen von bis zu $R = m/\Delta m \approx 10^5$.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau von SHIPTRAP

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Penningfallen-Massenspektrometers SHIPTRAP beschrieben. Abb. 3.1 zeigt den kompletten Aufbau der Apparatur. Werden Massenmessungen an exotischen Nukliden durchgeführt, so ist SHIPTRAP an der Gaszelle mit dem Geschwindigkeitsfilter SHIP verbunden. Eine kurze Beschreibung des Wienschen Geschwindigkeitsfilters SHIP findet sich in Abschnitt 3.1.

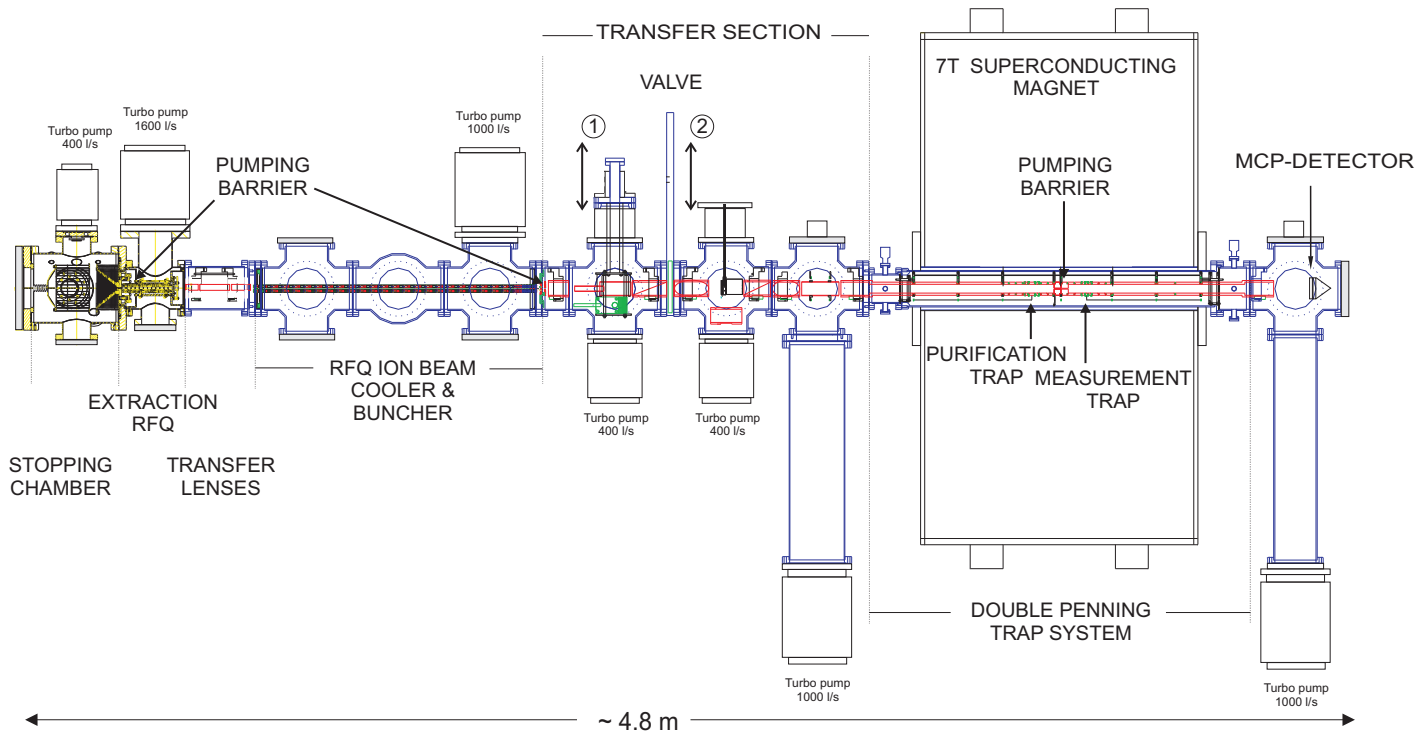


Abbildung 3.1: Aufbau des SHIPTRAP Experiments

3.1 Der Geschwindigkeitsfilter SHIP

Der Geschwindigkeitsfilter SHIP (Separator for Heavy Ion Reaction Products) befindet sich hinter dem Linearbeschleuniger UNILAC (UNIversal Linear ACcelerator) an der GSI Darmstadt. Eine schematische Darstellung der SHIP Anlage zeigt Abb. 3.2 dargestellt. Hier wurden bereits Superschwere Elemente mit $Z=107-112$ [Hof00] hergestellt und nachgewiesen. Oberhalb des Fermiums ($Z=100$) werden Elemente in Fusionsreaktionen produziert.

Dazu werden schwere, stabile Targetatome (wie z.B. Blei oder Wismut) auf einer dünnen Folie ($<1 \text{ mg/cm}^2$) auf einem rotierenden Rad mit beschleunigten Projektilatomen einer Masse zwischen $A=40-80 \text{ u}$ beschossen. Die Projektilenergie ($E=3-5 \text{ MeV/u}$) wird dabei so eingestellt, dass die Coulombbarriere der Targetatome überwunden wird, ohne jedoch dem Verbundkern eine zu große Anregungsenergie zu übertragen. Dieser Verbundkern verliert nun, abhängig von dem Massenbereich und der Anregungsenergie, Energie unter Abdampfung von Protonen, Neutronen oder Alpha-Teilchen. Die Reaktionsprodukte werden von den Edukten mit einem 11

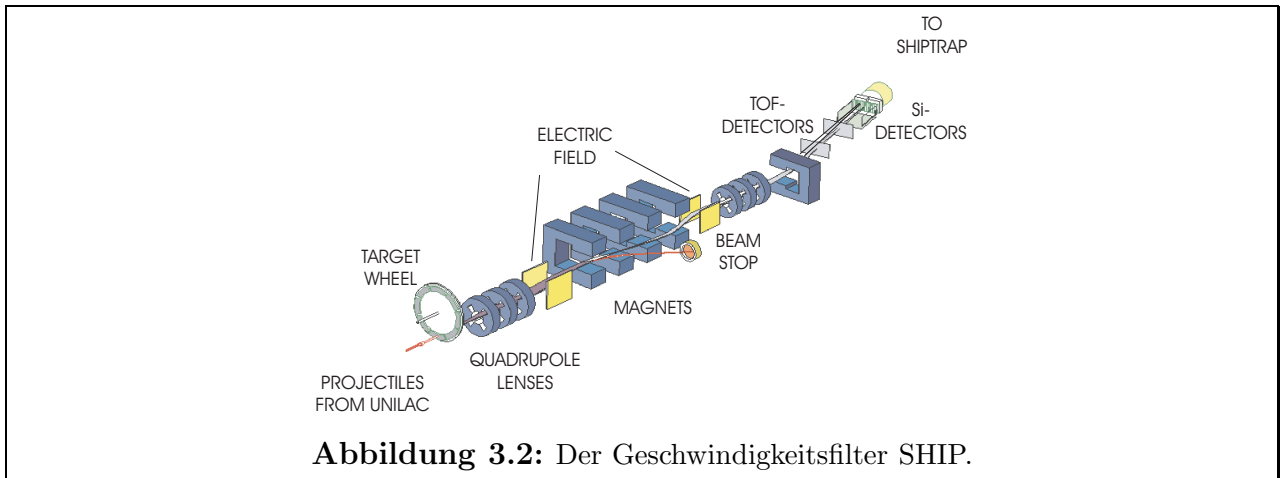


Abbildung 3.2: Der Geschwindigkeitsfilter SHIP.

Meter langen doppelten Wienfilter getrennt.

Dabei wirken auf die Teilchen sowohl Lorentzkraft, als auch eine Kraft aufgrund des elektrostatischen Feldes. Wenn beide Kräfte betragsmäßig gleich sind heben sie sich gegenseitig auf. Durch Gleichsetzen dieser beiden Kräfte zeigt sich, dass diese Bedingung lediglich bei einer bestimmten Geschwindigkeit v_i gegeben ist, welche sich dann ergibt zu

$$v_i = \frac{E}{B}. \quad (3.1)$$

Das Verhältnis zwischen der elektrischen Feldstärke E und der magnetischen Feldstärke B bestimmt also die Geschwindigkeit, bei der die Ionen den Geschwindigkeitsfilter passieren können. Auf diese Weise lassen sich die langsamen Reaktionsprodukte von den schnellen Ionen des Primärstrahls trennen. Magnetischen Quadrupollinsen dienen der Fokussierung und ein Dipolmagnet beugt den Strahl um $7,5^\circ$. Ist der Geschwindigkeitsfilter nicht mit SHIPTRAP verbunden, werden die Teilchen auf einem positionssensitiven Siliziumdetektor implantiert werden.

Dort wird der eindeutige Nachweis superschwerer Elemente über α -Zerfallsketten auf bekannte Tochternuklide durchgeführt [Mün79].

3.2 Die Gaszelle mit Extraktions-RFQ

Die Reaktionsprodukte von SHIP besitzen eine Energie von mehreren MeV. Um diese Ionen der Messung an SHIPTRAP, d.h. bei wenigen eV zugänglich zu machen, wurde die Puffergaszelle entworfen [Neu04]. Abb.3.3. zeigt eine Zeichnung der Gaszelle mit dem angeschlossenen Extraktions-RFQ. Die Gaszelle hat eine Länge von 450 mm und einen Durchmesser von 250 mm.

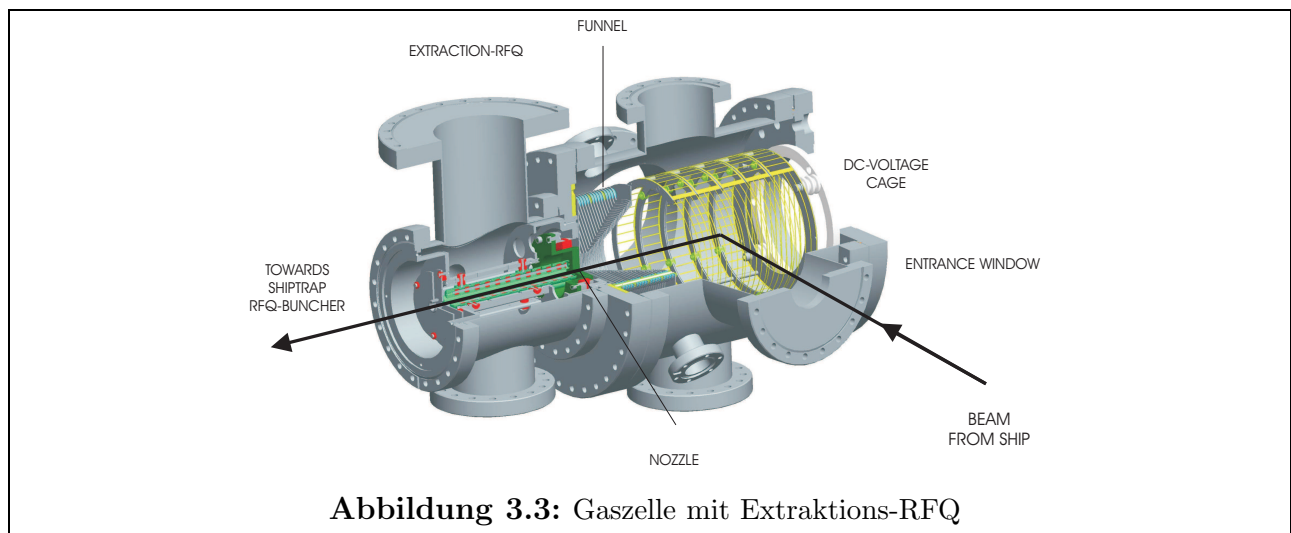


Abbildung 3.3: Gaszelle mit Extraktions-RFQ

Sie wird mit ultrareinem Heliumgas mit einem Druck von ungefähr 50 mbar betrieben. Die Druckdifferenz zwischen der Gaszelle und SHIP wird durch ein Titanfenster mit einem Durchmesser von 60 mm und einer Dicke von einigen μm aufrechterhalten. Nachdem die Teilchen in diesem Eintrittsfenster einen Großteil ihrer Energie verloren haben, werden sie in Stößen mit den Puffergasteilchen von einigen MeV bis auf wenige eV abgebremst.

Die Ionen werden mit einem Gleichspannungsgradienten zu einer trichterförmigen Elektrodenkonfiguration (Funnel) geleitet, an der, in Überlagerung mit einer Gleichspannung, eine Wechselspannung ($V_{RF}=160\text{--}200\text{ V}_{pp}$, $\nu_{RF}=800\text{ kHz}$) angelegt ist. Dabei ist die Wechselspannung zwischen zwei benachbarten Segmenten um 180° phasenverschoben. Die Wechselspannung verhindert ein Auftreffen der Teilchen auf die immer enger werdenden Ringscheiben des Funnel. Haben die Ionen die Austrittsdüse erreicht, so werden sie durch den Gasfluss in einem Überschallstrahl in den Extraktions-RFQ extrahiert.

Dieser besteht aus einer Anordnung von vier Stäben von je 18 cm Länge, welche in longitudinaler Richtung in 12 Segmente unterteilt sind. An gegenüberliegenden Stäben wird nun eine Wechselspannung ($V_{RF} \approx 400\text{ V}_{pp}$, $\nu_{RF}=1\text{ MHz}$ für $A > 150\text{ u}$) angelegt mit einer Phasenverschiebung zwischen benachbarten Stäben von 180° . Dem wird ein Gleichspannungsgradient an den einzelnen Segmenten der Stäbe überlagert. Dadurch werden die Ionen in radialer Richtung

gespeichert und entlang der Gleichspannungsrampe durch den Extraktions-RFQ geleitet. Auf diese Weise ist es möglich, die Ionen von den inerten Puffergasatomen zu trennen. Das Puffergas wird von einer Turbomolekularpumpe entfernt. Eine detaillierte Beschreibung der Gaszelle befindet sich in [Neu04, Neu06].

3.3 Der Buncher

Im Buncher werden die Ionen akkumuliert und in Paketen (Bunchen) in Richtung Penningfalle geschossen. Der Buncher ist eine lineare Paulfalle mit einer Länge von einem Meter. Der Buncher besteht aus vier Stäben mit einem Durchmesser von 9 mm und einem Abstand von $2r_0=7,8$ mm zwischen zwei gegenüberliegenden Elektroden. Die Stäbe sind in 32 Segmente unterteilt. An die einzelnen Segmente des Bunchers sind verschiedene Gleichspannungen derart angelegt, dass sich ein Potential zur Speicherung der Ionen formt (siehe Abb. 3.4). An ge-

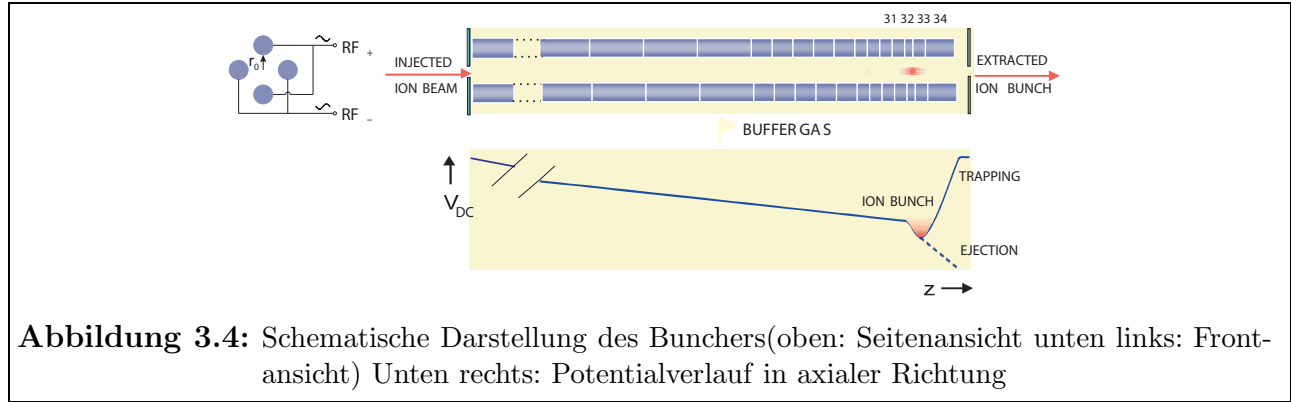


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Bunchers (oben: Seitenansicht unten links: Frontansicht) Unten rechts: Potentialverlauf in axialer Richtung

genüberliegende Stäbe wird eine Wechselspannung ($V_{RF}=60-200 V_{pp}$, $\nu_{RF}=722$ kHz) mit einer Phasenverschiebung von 180° zu den benachbarten Elektroden angelegt. Dadurch entsteht ein Quadrupolfeld, welches die Ionen im Inneren der RFQ-Struktur speichert. Durch die Anwesenheit von Heliumgasatomen bei einem Druck von ungefähr $5 \cdot 10^{-3}$ mbar reduzieren die Ionen ihre kinetische Energie und sammeln sich im Fallenminimum. Die Speicherzeit kann in einem Bereich von wenigen ms bis zu einer Sekunde variiert werden. Bei längeren Speicherzeiten gehen Ionen durch mehrfache Stöße untereinander verloren. Wählt man die Speicherzeit zu kurz, so werden die Ionen nicht in einem ausreichendem Maße abgebremst, was sich in einer größeren zeitlichen Flugzeitverteilung widerspiegelt. Mit einer geringen Energieverteilung werden die Ionen in Paketen mit einer Flugzeitverteilung von 500 ns nun durch eine Pumpsperre aus dem Buncher geschossen. Dies geschieht durch ein Absenken der Spannung an den letzten beiden Segmenten. Eine detaillierte Beschreibung des Bunchers findet sich in [Rod03].

3.4 Das Penningfallensystem

Nachdem die Ionen eine Transferstrecke mit verschiedenen ionenoptischen Elementen und Detektoren passiert haben, gelangen sie in das Herzstück der Anlage, den Penningfallen. Diese befinden sich im homogenen Magnetfeld eines 7 T supraleitenden Magneten (MAGNEX SCIENTIFIC MRBR 7.0/160/as). Beide Fallen sind zylindrisch aufgebaut, wodurch sich sowohl ihre Fertigung als auch der Einfang von Ionen vereinfacht. Korrektorelektroden werden benutzt, um die Form des elektrischen Feldes im Inneren der Falle dem idealen Quadrupolfeld anzugleichen und die Beiträge von Termen höherer Ordnung zu minimieren (siehe dazu Abschnitt 5.1). Das Penningfallensystem ist in Abb. 3.5 schematisch dargestellt. Die erste Penningfal-

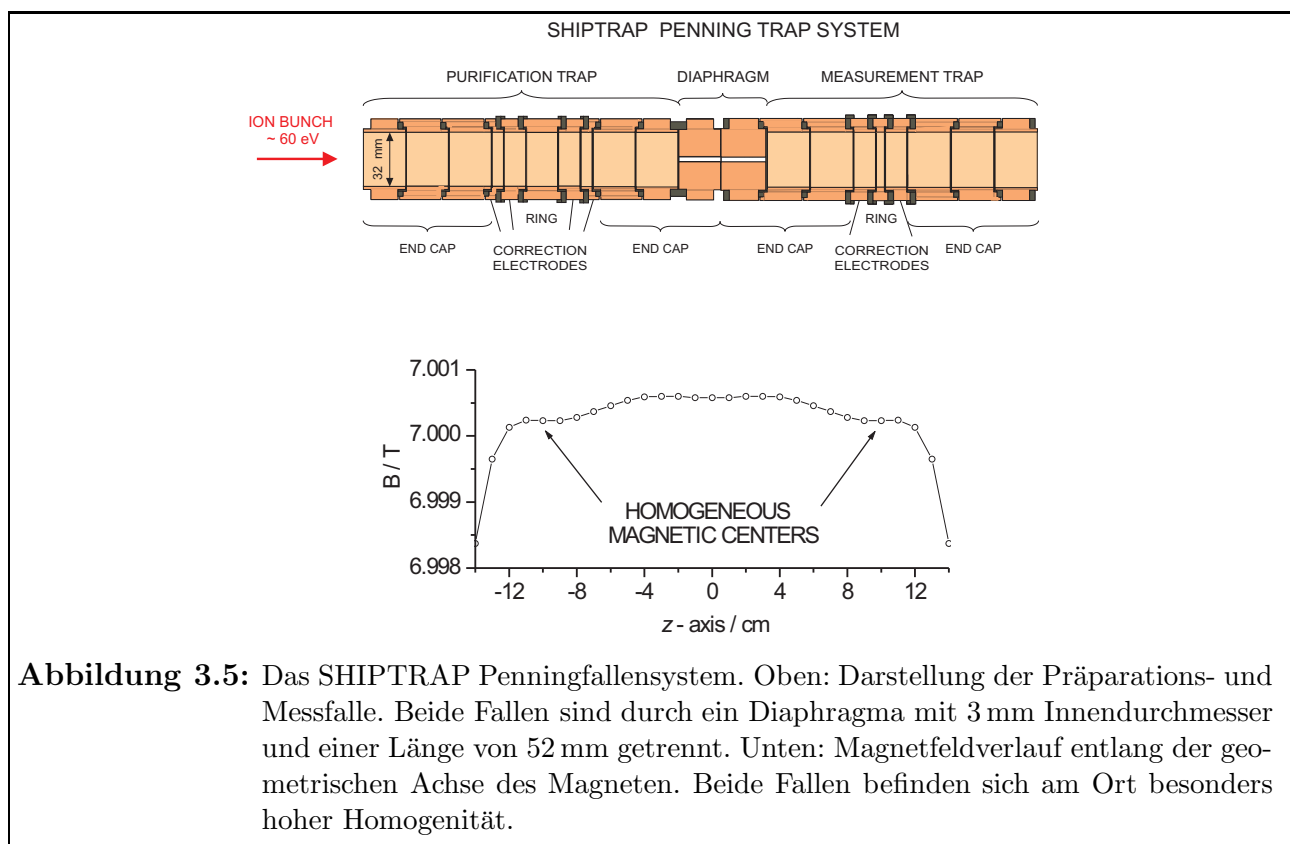


Abbildung 3.5: Das SHIPTRAP Penningfallensystem. Oben: Darstellung der Präparations- und Messfalle. Beide Fallen sind durch ein Diaphragma mit 3 mm Innendurchmesser und einer Länge von 52 mm getrennt. Unten: Magnetfeldverlauf entlang der geometrischen Achse des Magneten. Beide Fallen befinden sich an Ort besonders hoher Homogenität.

le, die Präparationsfalle, ist eine 212 mm lange 7-polige zylindrische Penningfalle mit einem Durchmesser von 32 mm. Die Endkappen sind in axialer Richtung dreifach geteilt, um so einen effizienteren Ioneneinfang und -ausschuß zu ermöglichen. Des weiteren besteht sie aus einem 8-fach segmentiertem Ring und zwei Korrektorelektroden, wobei die innere Korrektorelektrode radial in vier Segmente geteilt ist. Über diese Elektrode kann eine Quadrupolanregung eingekoppelt werden (siehe dazu Kapitel 2.2.2).

In der Präparationfalle werden unerwünschte Ionenspezies, durch die in Abschnitt 2.3 beschriebene Methode des Puffergaskühlens entfernt. Als Puffergas wird Helium bei einem Druck von ungefähr $1 \cdot 10^{-6}$ mbar verwendet. Die Präparationsfalle erreicht ein Auflösungsvermögen von

bis zu $R \approx 10^5$, wodurch eine Isobarenreinigung ermöglicht wird.

Eine Pumpsperre einer Länge von 52 mm und einem Innendurchmesser von 1,5 mm transmittiert lediglich zentrierte Ionen mit einem Bewegungsradius von weniger als 0,75 mm und erlaubt es die zweite Penningfalle im Ultrahochvakuum zu betreiben [Nei06]. Die Messfalle ist eine 185 mm lange, 5-polige, zylindrische Penningfalle mit einem Paar Endkappenelektroden, einem Paar Korrektur- und einer Ringelektrode. Die Dimensionen der Fallenelektroden wurden dabei so gewählt, dass die Frequenz der axialen Oszillation ω_z unabhängig von der angelegten Korrekturspannung ist. Man bezeichnet diesen Fallentyp auch als *orthogonalisierte* Falle [Gab89]. Die Endkappen sind in drei Elektroden unterteilt. Die Korrekturelektrode ist azimuthal zweifach segmentiert, sodass durch Anlegen einer Wechselspannung geeigneter Frequenz eine Kopplung der Oszillation in z-Richtung mit einer radialen Bewegungsmode möglich ist. Die Ringelektrode ist radial 8-fach segmentiert. Das Penningfallensystem wurde aus sauerstofffreien Kupfer gefertigt und mit einer dünnen Goldschicht überzogen. Zwischen dem Gold und dem Kupfer ist eine Schicht Silber, um eine Diffusion des Goldes in den Kupfer zu vermeiden. Die Fallenzentren befinden sich an einem Punkt möglichst hoher Homogenität des Magnetfeldes (siehe Abb. 3.5). Die Inhomogenität des Magnetfeldes über ein Volumen von 1 cm^3 beträgt $\Delta B/B = 0,1 \text{ ppm}$ [Mag99].

3.5 Die Nachweisdetektoren

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Nachweisdetektoren, die an SHIPTRAP benutzt werden vorgestellt. Diese befinden sich zum Einen hinter der Messfalle und zum anderen auch hinter dem Buncher und vor der Eintrittsöffnung des Magneten. Sie dienen als Diagnosewerkzeug zur Erhöhung der Effizienz der Apparatur (siehe dazu Abb. 3.1).

3.5.1 Der Microchannel Plate Detektor

Ein Microchannel Plate Detektor besteht aus einer Metallplatte und zwei einzelnen Microchannel Plates (MCPs), die elektrisch von einander isoliert mit einem Abstand von $1,1\text{ mm}$ angeordnet sind. Die Halbleiterplatten sind mit feinen Kanälen, mit einem Durchmesser von $8\text{ }\mu\text{m}$ unter einem Winkel von 10° zur Plattenachse, versehen. Treffen nun geladene Teilchen in einen dieser Kanäle, so werden bei jedem Stoß mit der Wand Sekundärelektronen erzeugt. Dies ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt. Durch eine angelegte Spannung werden die Ionen

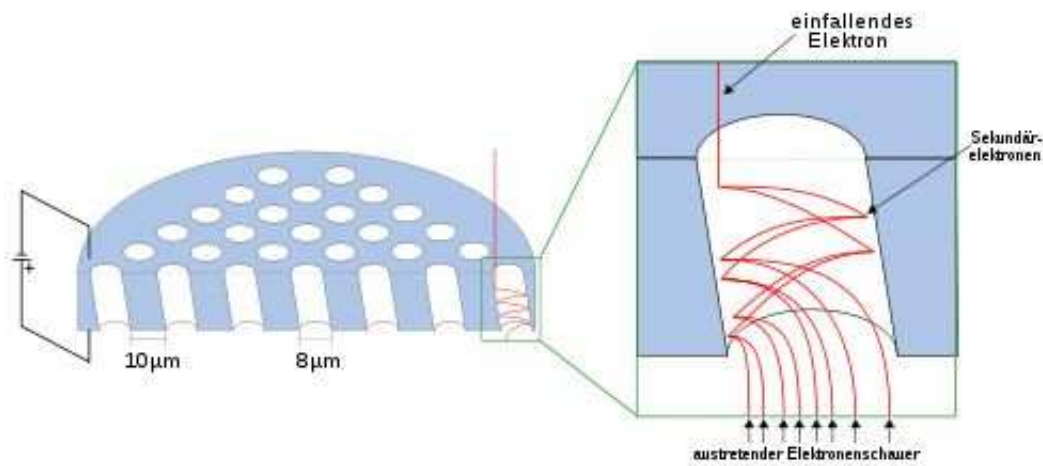


Abbildung 3.6: Microchannel Plate. Die eintreffenden Ionen erfahren an den Wänden der Kanäle Mehrfachstöße. Bei jedem Stoß werden Elektronen erzeugt, die so ein detektierbares Signal bilden.

entlang der Kanäle beschleunigt. Dadurch erhält man nachdem die Elektronen das zweite MCP passiert haben, einen Elektronenschauer, welcher mit der Metallplatte - der Anode - detektiert werden kann. Der typische Verstärkungsfaktor solcher Detektoren beträgt $\sim 1 \cdot 10^7$. Trifft ein Ion neben einen Kanal, so findet keine Elektronenvervielfachung statt. Das Signal geht verloren. Die Effizienz von MCP Detektoren beträgt daher nur ca. 60-70% [Fra02].

3.5.2 Das Channeltron

Ein Channeltron besteht im Wesentlichen aus einer Konversionsdynode und einem gebogenen Glastrichter, dessen Innenwand mit einer einige hundert Angström dicken Siliziumoxidschicht bedampft ist. Ein Ion wird nun durch eine stark negative Spannung zur Konversionsdynode geleitet. Beim Auftreffen auf die Dynode werden Sekundärelektronen erzeugt, welche in den Trichter beschleunigt werden. In dem Horn werden die Elektronen mit einer Spannung beschleunigt und durch mehrfache Wandstöße wieder Sekundärelektronenschauer erzeugt, welche sich nun als Spannungspulse registrieren lassen. Die Nachweiseffizienz eines Channeltron liegt, im Gegensatz zu der eines MCP Detektors, bei 80-100% [Fri80], aufgrund der Tatsache, dass

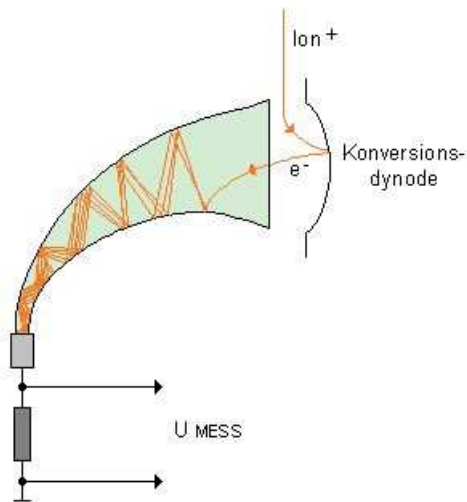


Abbildung 3.7: Channeltron. Durch Mehrstöße vervielfachen sich die Elektronen im Trichter des Channeltrons und bilden so einen Sekundärelektronenschauer, welcher sich leicht nachweisen lässt [Via09].

ein Channeltron lediglich einen Kanal und somit keine Totfläche besitzt. Das bei SHIPTRAP verwendete Channeltron besitzt eine 15 mm große Öffnung und ist damit im Vergleich zu dem verwendeten MCP mit einer aktiven Fläche mit einem Durchmesser von 26 mm deutlich kleiner.

3.5.3 Der Siliziumdetektor

Siliziumdetektoren bestehen aus hochreinen Siliziumwafern, die p- und n-dotiert werden. Daran wird nun eine Spannung in Sperrichtung angelegt. In einem Abstand von 3-5 mm befindet sich eine dünne Aluminiumfolie an der eine Spannung von 1500 V angelegt wird. Eintreffende Ionen werden nun in der Aluminiumfolie implantiert. Handelt es sich um einen alpha-Emitter, so werden dann die Alpha-Teilchen, die in den Detektor zerfallen zu 100% vom Detektor erfasst. Dabei werden Elektronen-Loch-Paare erzeugt, die einen detektierbaren Strom darstellen. Die Anzahl dieser Paare, und damit der detektierte Strom, ist abhängig von Eindringtiefe der Teilchen in die Siliziumschicht. Die Eindringtiefe des Heliumkerns in das Detektormaterial ist wiederum abhängig von der kinetischen Energie der Alpha-Teilchen, welche ein charakteristischer Wert des untersuchten Mutternuklides ist und somit eine Zuordnung des detektierten Signals ermöglicht. Siliziumdetektoren arbeiten im Gegensatz zu MCP Detektoren und Channeltrons energieaufgelöst. Ein großer Vorteil der Siliziumdetektoren ist die Möglichkeit absolute Effizienzmessungen durchzuführen. Die Nachweiseffizienz der verwendeten Konfiguration beträgt weniger als 50%, da der Raumwinkel in dem die Ionen detektiert werden von der Aluminiumfolie aus weniger als 2π ist. Der Messprinzip eines Siliziumdetektors ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

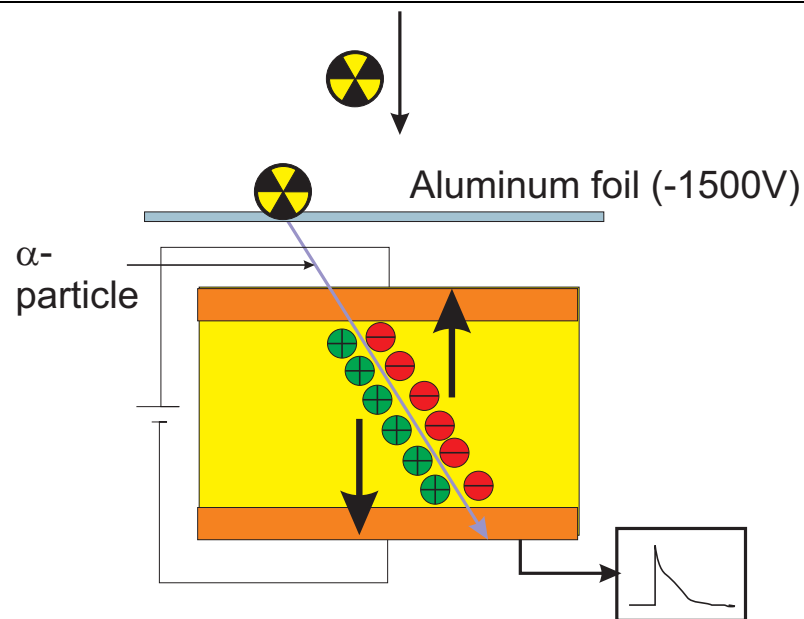


Abbildung 3.8: Messprinzip des Siliziumdetektors

Kapitel 4

Massenmessung an SHIPTRAP

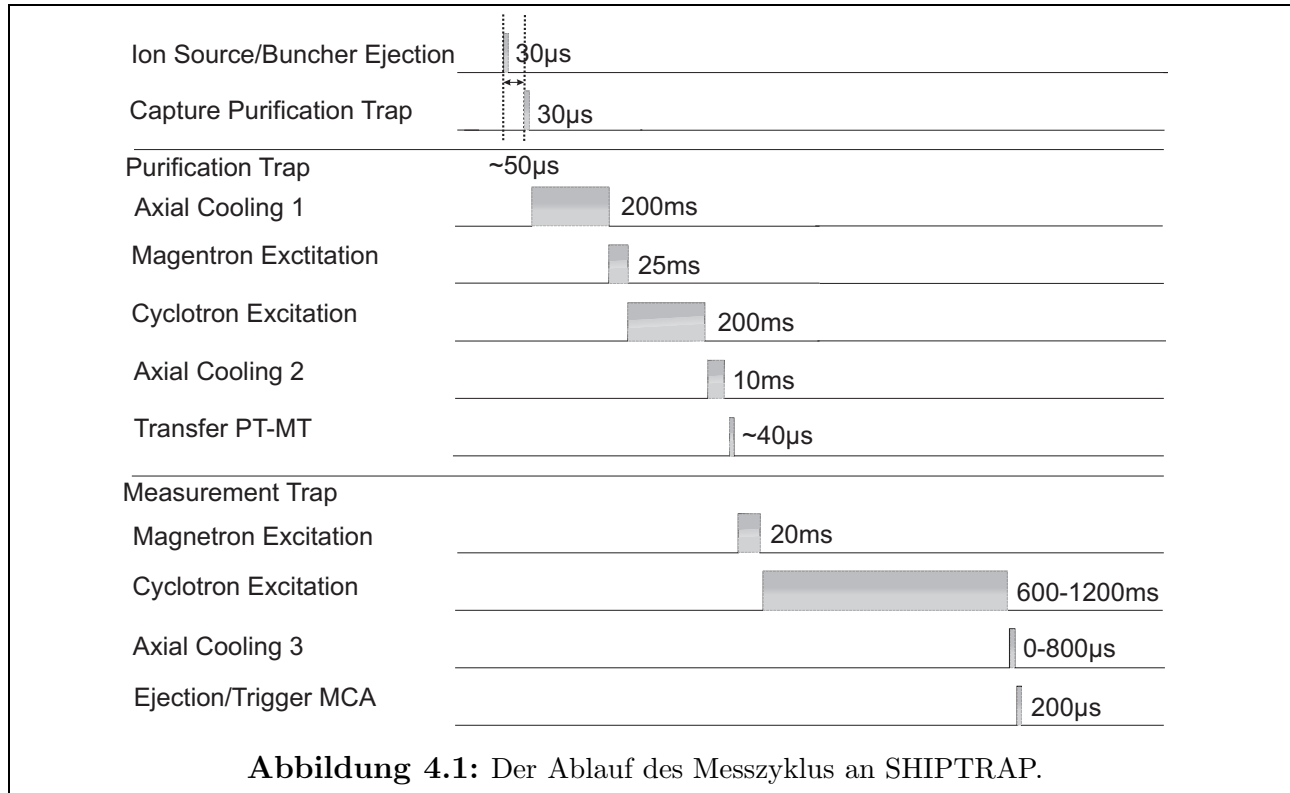
Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Verfahren zur Massenmessung an SHIPTRAP. Dazu wird zunächst der Ablauf des Messzyklus einer Zyklotronresonanzmessung beschrieben und anschließend genauer auf die Bestimmung der Massenverhältnisse mit der Methode der Flugzeitionenzyklotronresonanz eingegangen.

4.1 Der Messzyklus

In Abb. 4.1 ist der detaillierte zeitliche Verlauf eines Messzyklus an SHIPTRAP dargestellt. Im Strahlbetrieb gehen diesem Zyklus weitere an SHIP, sowie dem Linearbeschleuniger UNILAC voraus, welche hier aber nicht betrachtet werden. Die Messzyklen im Online- und Offlinebetrieb unterscheiden sich nicht voneinander.

Der Zyklus beginnt mit der Ausschuss akkumulierter Ionen aus dem Buncher. Dazu wird das Segment 31 (siehe Abbildung 3.4) für $30\,\mu\text{s}$ um 71 V hochgeschaltet ($U_{Low}=-11\,\text{V}$, $U_{High}=60\,\text{V}$) und das letzte Segment, Segment 34, gleichzeitig um 78 V heruntergeschaltet ($U_{Low}=2\,\text{V}$, $U_{High}=-80\,\text{V}$). Nach einer der Flugzeit entsprechenden Wartezeit werden nun die drei Endkappen PE1/2/3 der Präparationsfalle von 20,5 V auf -55 V heruntergeschaltet und die Falle so für die eintreffenden Ionen geöffnet. Die Länge des Schaltpulses hängt dabei von der Flugzeit der Ionen, und damit auch von deren Masse, von dem Ausschuss aus dem Buncher bis zur Präparationsfalle ab. Dies ist ein kritischer Parameter, der einer gezielten Optimierung bedarf, um den Ionen durch den Schaltpuls keine zusätzliche axiale Energie mitzugeben oder gar Ionen zu verlieren, falls man die Falle vor Eintreffen der Ionen wieder schließt bzw. die Ionen die Falle wieder verlassen haben, bevor die Endkappenelektroden in den geschlossenen Zustand geschaltet werden.

Bevor die Ionen eine Dipol- oder Quadrupolanregung erfahren, wird eine axiale Kühlzeit eingeführt. Deren Zweck ist es, die kinetische Energie der Ionen durch Stöße an Puffergasatomen zu verringern. Die axiale Kühlzeit ist antiproportional zum Heliumgasdruck in der Präparationsfalle und beträgt für $p_{PT} = 1,5 \cdot 10^{-6}$ mbar 200 ms. Hier ist zu erwähnen, dass der gemessene Druck p_{PT} aufgrund der Entfernung des Druckmesskopfes zur Präparationsfalle kleiner ist als der



tatsächlich herrschende.

Die so gekühlten Ionen werden anschließend für 25 ms mit einer Magnetronfrequenz angeregt. Nach dieser Dipolanregung findet eine Quadrupolanregung zur Puffergaskühlung der gespeicherten Ionen statt. Deren Dauer ist wiederum von dem Puffergasdruck in der Präparation fall e abhängig und beträgt für den oben genannten Wert 200 ms. Eine weitere axiale Kühlzeit einer Länge von 10 ms stellt sicher, dass die zentrierten Ionen mit möglichst geringer Zyklotronamplitude in die Messfalle gelangen.

Der Transfer der Ionen zwischen den beiden Fallen erfolgt, indem die Endkappen der Präparation fall e PE4/5/6 gleichzeitig mit denen der Messfalle ME1/2/3 auf ein negatives Potential gepulst werden ($U_{Low}^{PT}=20,5\text{ V}$, $U_{High}^{PT}=-48,5\text{ V}$, $U_{Low}^{MT}=23,4\text{ V}$, $U_{High}^{MT}=-57,6\text{ V}$). Die Dauer des Schaltimpulses ist wieder massenabhängig und beträgt ca. $40\text{ }\mu\text{s}$ für $^{133}\text{Cs}^+$.

Die Magnetronradiofrequenz wird daraufhin für eine Dauer von 20 ms eingestrahlt. Anschließend wird die Zyklotronbewegung angeregt. Die Anregungszeit hängt von den verschiedenen Parametern ab, wie zum Beispiel dem Druck in der Messfalle, und variiert in einem Bereich von 600-1200 ms. Dabei ist zu beachten, dass die Resonanzkurve mit längerer Anregungsdauer schmaler wird, was eine geringere Unsicherheit bei der Bestimmung der Resonanzfrequenz zur Folge hat, wie Tabelle 4.1 zeigt. Allerdings werden die Nebenminima der Resonanzkurven bei zunehmender Anregungszeit stärker gedämpft, aufgrund vermehrter Stöße der Ionen mit Restgasatomen.

Eine weitere Wartezeit optimiert die Phase der Magnetronbewegung für den Ausschuss. Diese

Tabelle 4.1: Halbwertsbreite $\Delta\nu_c(FWHM)$, Unsicherheit der Resonanzfrequenz $\Delta\nu_c$ und relative Unsicherheit der Massenbestimmung R für $^{133}\text{Cs}^+$ als Funktion der Quadrupolanregungszeit T_{exc} . Aus experimentellen Daten bei gleicher Anzahl der Ionen.

T_{exc} / ms	$\Delta\nu_c(FWHM) / \text{Hz}$	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$	R
600	2	0,0112	$1,39 \cdot 10^{-8}$
900	1,2	0,0097	$1,19 \cdot 10^{-8}$
1200	1,07	0,0053	$6,54 \cdot 10^{-9}$

muss bei einer Variation der Fallenparameter oder der Anregungsamplituden wieder neu optimiert werden und liegt 0 und $800 \mu\text{s}$, was einer kompletten Periode der Magnetronbewegung entspricht. Dies ist ein spezieller Effekt der SHIPTRAP Apparatur, bedingt durch Unvollkommenheiten in der Fertigung der nachfolgenden Ionenoptiken und deren Ausrichtung zur Strahlachse.

Abschließend werden die Ionen aus der zweiten Messfalle in Richtung Nachweiselektronik abgeschossen. Dazu werden die Endkappen ME4/5/6 für $200 \mu\text{s}$ herunter geschaltet ($U_{Low}=23,4 \text{ V}$, $U_{High}=-37,6 \text{ V}$). Dieser Schaltimpuls stellt gleichzeitig den Trigger für die Flugzeitmessung dar.

4.2 Die Flugzeitmethode

In diesem Kapitel wird die Flugzeitionenzyklotronresonanz-Methode (TOF-ICR) näher erläutert. Dazu wird zunächst auf das Prinzip der Messung näher eingegangen und anschließend die Bestimmung der Massenwerte anhand der daraus erzielten Resonanzfrequenzen dargestellt.

4.2.1 Das Messprinzip

Bei der an SHIPTRAP verwendeten destruktiven Flugzeitmethode wird die Zyklotronresonanzfrequenz nach [Grä80] bestimmt. Bewegt sich ein Ion mit der Ladung q und der Frequenz ω auf einer Kreisbahn, so erzeugt es einen Kreisstrom

$$I = q \frac{\omega}{2\pi}. \quad (4.1)$$

Dieser Kreisstrom erzeugt seinerseits ein magnetisches Dipolmoment

$$\vec{\mu} = I \cdot \vec{f}. \quad (4.2)$$

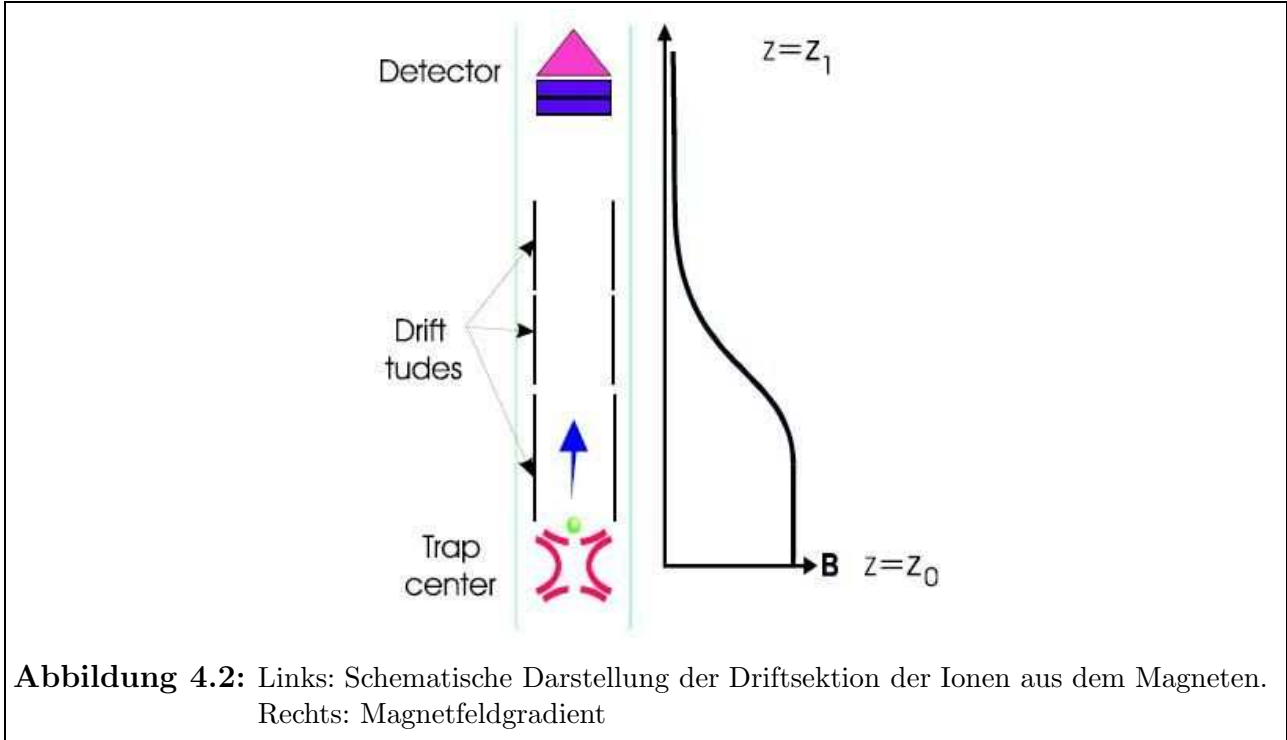
Dabei ist \vec{f} der Normalenvektor der vom Kreisstrom eingeschlossenen Fläche $F = \pi\rho^2$. Befindet sich ein solcher Kreisstrom nun in einem homogenen Magnetfeld \vec{B} , so besitzt dieses Moment eine potentielle Energie, welche sich schreiben lässt, als

$$E_{pot} = -\vec{\mu}\vec{B} \quad (4.3)$$

Da das magnetische Dipolmoment antiparallel zum Magnetfeld ist und beide jeweils ausschließlich Komponenten in z -Richtung besitzen, lässt sich Gleichung (4.4) in folgender Form vereinfachen

$$E_{rad} = \mu \cdot B = \frac{q\omega\rho^2 B}{2} \quad (4.4)$$

Werden Ionen aus der Messfalle und dem Magneten ausgeschossen, so gelangen Sie in Gradienten-



tenbereich des Magnetfeldes (siehe Abb. 4.2). Dort findet eine Konversion der radialen Energie in axiale Energie entlang des Gradienten des Magnetfeldes statt. Auf das Ion wirkt die Kraft

$$\vec{F} = \vec{\mu} \frac{\partial \vec{B}}{\partial z}. \quad (4.5)$$

Das geladene Teilchen wird also entlang in axialer Richtung beschleunigt. Wird das Ion gemäß Kapitel 2.2.2. mit entsprechender Amplitude und Frequenz angeregt, so findet eine Konversion der Magnetronbewegung in die Zyklotronbewegung statt. Diese hat eine bedeutend höhere Kreisfrequenz ω , wodurch sich gemäß Gleichung (4.4) die radiale Energie des Teilchens erhöht. Dementsprechend wird das Teilchen nun im inhomogenen Magnetfeld stärker beschleunigt als nichtresonant angeregte Ionen und erreicht den Detektor in kürzerer Zeit. Abbildung (4.3) zeigt die verschiedenen Flugzeiten von Ionen mit und ohne resonanter Anregung. Misst man nun die Flugzeiten bei unterschiedlichen Frequenzen der Quadrupolanregung, so erhält man eine Abbildung (4.4) entsprechende Darstellung. Die durchgezogene rote Linie stellt dabei erwartete

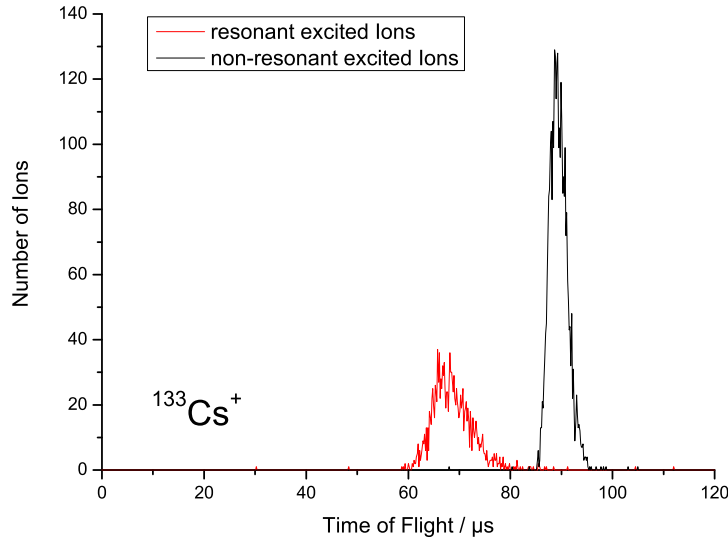


Abbildung 4.3: Flugzeitunterschied zwischen Ionen mit und ohne Quadrupolanregung

Kurve dar[Referenz]. Sie hängt eng mit der Fouriertransformierten des Rechteckpulses der Quadrupolanregung zusammen. Der abzutastende Frequenzbereich sollte so gewählt werden, dass die ersten zwei Nebenminima der Resonanz erfasst werden. Je länger die Anregungszeit T_{exc} , desto schmäler wird die Resonanzkurve. Es gilt: $\Delta\nu_{FWHM} \approx 0.8/T_{exc}$ [Bol90]. Dieser Messablauf wird entsprechend oft wiederholt, bis einige hundert bis wenige tausend Ionen detektiert wurden. Dies ist notwendig, um die statistische Unsicherheit

$$\left(\frac{\delta m}{m}\right)_{stat} = \frac{c}{R \cdot \sqrt{N_{ion}}} \quad (4.6)$$

der Messung zu minimieren. Dabei ist c eine dimensionslose Konstante, R das Auflösungsvermögen und N_{ion} die Anzahl der Ionen.

4.2.2 Die Massenbestimmung mit Frequenzverhältnissen

Um die Masse eines exotischen Nuklides zu bestimmen, wird die gewonnene Frequenz ins Verhältnis zu einer weiteren Zyklotronresonanzfrequenz eines anderen Ions gesetzt. Als Referenzionen werden dabei diejenigen Nuklide gewählt, deren Massen bereits mit geringer Unsicherheit bekannt sind. Als Referenzionen werden u.A. $^{133}\text{Cs}^+$, $^{85}\text{Rb}^+$ oder Kohlenstoffcluster verwendet. Dabei ist es ratsam ein Referenzion zu wählen, dessen Masse-zu-Ladung-Verhältnis möglichst ähnlich dem des untersuchten Ions ist, um massenabhängige Frequenzverschiebungen zu minimieren. Die Masse m eines exotischen Radionuklids lässt sich dann mit

$$m = \frac{\nu_{c,ref}}{\nu_c} (m_{ref} - m_e) + m_e \quad (4.7)$$

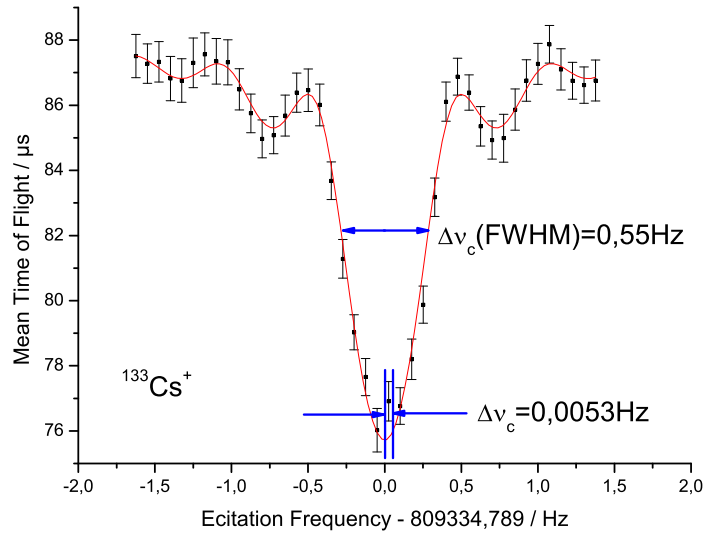


Abbildung 4.4: Mittlere Flugzeit für $^{133}\text{Cs}^+$ als Funktion der Anregungsfrequenz bei einer Anregungsdauer von $T_{exc}=1,8$ s.

berechnen.

In Gleichung (4.7) wurde angenommen, dass das Magnetfeld zum Zeitpunkt der Messung konstant ist. Dies ist nicht der Fall, wie Abschnitt 2.1.2.3 dargestellt wurde. Referenzmessungen werden dazu genutzt, um das Magnetfeld zum Zeitpunkt der Messung des gesuchten Ions mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Man führt dazu vor und nach der Messung der Zyklotronresonanzfrequenz des gesuchten Ions eine Referenzmessung durch und berechnet mit

$$B = \frac{2\pi m \nu_{c,ref}}{q} \quad (4.8)$$

die Stärke des Magnetfeldes vor und nach der Messung. Anschliessend wird die Magnetfeldstärke $B_{int}(t_2)$ zum Zeitpunkt der Messung des exotischen Ions aus den Werten der Magnetfeldstärke zu den Zeitpunkten der Referenzmessungen, t_1 und t_3 , mit der Formel

$$B_{int}(t_2) = B(t_1) + \frac{(t_3 - t_1)(B(t_3) - B(t_1))}{t_2 - t_1} \quad (4.9)$$

interpoliert. Jedoch kann die interpolierte Magnetfeldstärke von der tatsächlichen abweichen, wenn das Magnetfeld sich nichtlinear verhält (siehe Abb. 4.5).

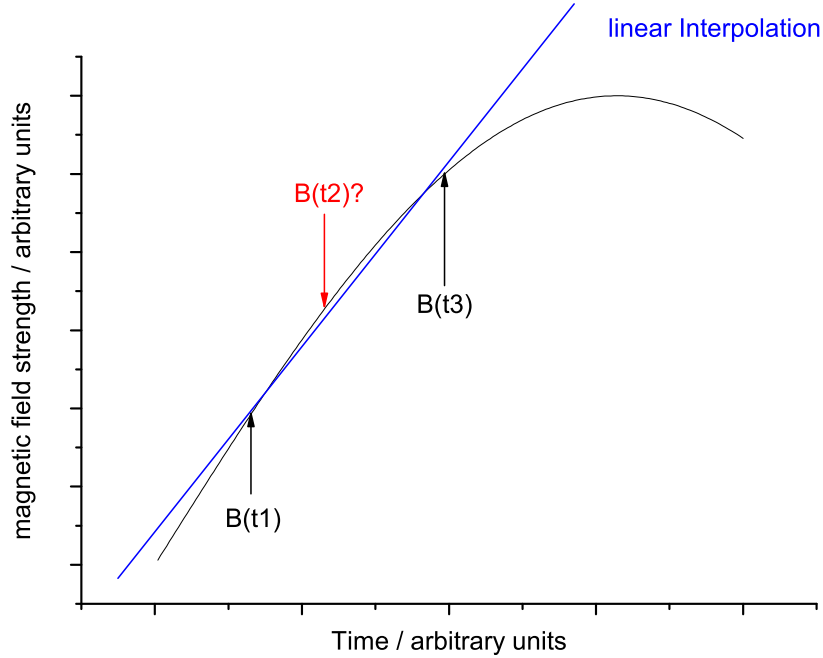


Abbildung 4.5: Bestimmung der Magnetfeldstärke durch Referenzmessungen.

4.2.3 Das Theoretische Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen R , mit dem zwei benachbarte Massen mit einer Massendifferenz $\Delta m = m_i - m_j$ getrennt detektiert werden können, ist durch folgende Formel gegeben

$$R = \frac{m}{\Delta m} = \frac{\nu_c}{\Delta \nu_c(FWHM)} \quad (4.10)$$

Dabei ist $\Delta \nu_c(FWHM)$ die volle Halbwertsbreite der Zyklotronresonanzkurve. Da die Breite der Resonanzkurve antiproportional zur Anregungszeit der Zyklotronanregung ist, erhöht sich das Auflösungsvermögen mit zunehmender Anregungszeit. Bei der Untersuchung kurzlebiger Isotope stellt deren Halbwertszeit und die, besonders bei Actinoiden, geringe Produktionsrate eine Limitierung der zu erreichenden Massenunsicherheit dar. Des weiteren wird das Auflösungsvermögen mit zunehmender Massenzahl, und damit abnehmender Zyklotronresonanzfrequenz, niedriger. Das typische Auflösungsvermögen der Messfalle an SHIPTRAP beträgt ca. 1.000.000, abhängig von der untersuchten Masse. Hier sind vor allem der Druck in der Falle und Lebensdauer der radioaktiven Isotope limitierende Faktoren, die eine sehr lange Quadrupolanregungszeit ($T_{exc} \geq 2\text{ s}$) und damit ein hohes Auflösungsvermögen verhindern. Das bei moderaten Anregungszeiten erzielte Auflösungsvermögen ist nichtsdestotrotz ausreichend um isomere Zustände der Ionen mit einer Anregungsenergie von mehr als 100 keV aufzulösen.

Kapitel 5

Reduzierung des systematischen Fehlers

In diesem Kapitel werden Techniken zur Reduzierung des systematischen Fehlers bei der Massenmessung vorgestellt. Im ersten Teil wird die Optimierung des elektrischen Fallenpotentials [Bec09] in der Messfalle, durch eine Variation der Korrekturspannung, beschrieben. Des weiteren wird ein Augenmerk auf die Reduktion der Fluktuationen der Magnetfeldstärke gelegt. Dazu wird der Einfluss des Gasdrucks im Heliumkryostaten und der Temperaturschwankungen der, im Magnetfeld befindlichen, Vakuumapparatur auf die Magnetfeldstabilität untersucht.

5.1 Die Optimierung des Fallenpotentials

Die Vorstellung eines harmonischen Fallenpotentials kann in einer realen Penningfalle in einem bestimmten Volumen im Fallenzentrum mit einer bestimmten Genauigkeit erfüllt werden. Dort ist das elektrische Feld gemäß Gl. (2.20) eine Superposition aus Quadrupol- und Oktupolfeld, sowie Feldern höherer Ordnung, deren Koeffizienten in der weiteren Betrachtung im Oktupolkoeffizienten C_4 zusammengefasst werden. Die Geometrie der SHIPTRAP-Messfalle wurde dabei so gewählt, dass der Koeffizient des Oktupolfeldes C_4 fast null ist [Gab89]. So ergibt sich eine Anharmonizität des Fallenpotentials von $C_4/C_2 \approx 1 \cdot 10^{-4}$ [Sik03]. Daraus erhält man gemäß Gleichung (2.22) eine relative Frequenzverschiebung der axialen Oszillation von $\Delta\nu_z/\nu_z = 7,4 \cdot 10^{-10}$ für eine kinetische Energie in axialer Richtung $E_z=1$ eV und einem Quadrupolkoeffizienten $C_2 = 0,96$ [Bol90]. Jedoch werden die in theoretischen Überlegungen berechneten Fallenpotentiale nie erreicht, da Unvollkommenheiten im Produktionsprozess der Elektroden nicht zu vermeiden sind. Zudem weichen die tatsächlich anliegenden Spannung in der Regel von den berechneten, idealen Werten ab. So wurden bei Langzeitmessungen eine Standardabweichung der angelegten Spannung vom Sollwert des Spannungsversorgungsgerätes „CAEN SY1527LC“ von 0,69 mV und bei den verwendeten Schaltern (GSI-Switches) sogar eine Abweichung von 15 mV gemessen.

Da die Gleichung (2.15) jedoch nur in einer idealen Penningfalle gilt, ist eine experimentelle

Optimierung der Spannungswerte, hier insbesondere der Korrekturspannungen, unverzichtbar. Denn durch diese Optimierung kann das reale Potential durch ein, zumindest in einem kleinen Fallenbereich, harmonisches Potential angenähert werden. Da die typischen Bewegungsamplituden gespeicherter Ionen wenige Millimeter betragen, bewegen sie sich in einem Bereich, in dem das elektrische Potential in guter Übereinstimmung dem idealen Verlauf entspricht. Gleichung (2.16) besitzt somit wieder Gültigkeit.

Um die Abweichungen des elektrischen Potentials von der Idealform zu untersuchen, bedient

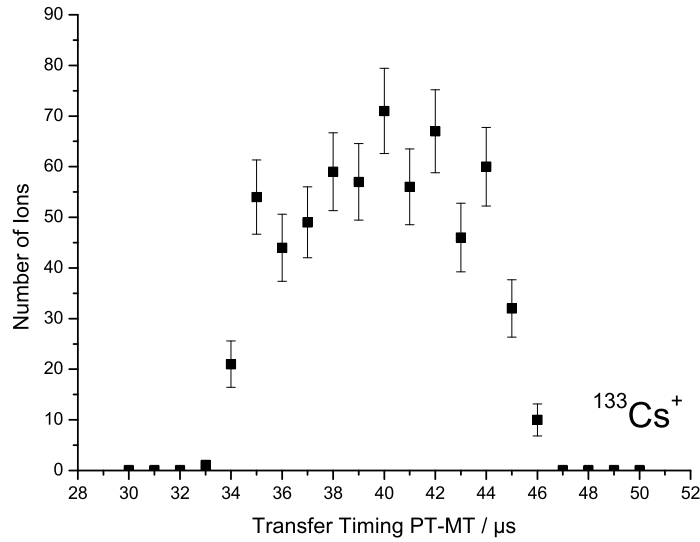


Abbildung 5.1: Zahl der beobachteten Ionen als Funktion der Transferzeit

man sich der Messung der reduzierten Zyklotronfrequenz ν_+ . Diese ist gemäß (2.18), vom Fallenpotential abhängt. Um den Einfluss der Korrekturspannung zu untersuchen, wird die Transferzeit zwischen der ersten und der zweiten Falle um das Optimum variiert und die reduzierte Zyklotronfrequenz für verschiedene Transferzeiten gemessen. Durch die Variation der Transferzeit zwischen den beiden Fallen variiert man die axiale Energie. Zur Bestimmung der optimalen Transferzeit wird zuerst die Anzahl der in der Messfalle eingefangenen Ionen als Funktion der Transferzeit bestimmt, wie in Abb. 5.1 dargestellt. Wie man erkennt, ergibt sich ein breites Maximum für die Zählrate.

Daraufhin werden die Ionen dipolangeregt und die Anregungsfrequenz durchgestimmt ($T_{exc}=1\text{ s}$, $A=0,1\text{ V}$). Die Anregungsfrequenz ν_{RF} liegt im Bereich der erwarteten reduzierten Zyklotronfrequenz und wird um $\Delta\nu$ schrittweise variiert. Als Resultat ergeben sich bei korrekt gewählten Parametern Resonanzkurven ähnlich Abb. 4.4. Daraus kann nun, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, die Resonanzfrequenz ν_+ bestimmt werden. Dies wird nun für verschiedene Transferzeiten und Korrekturspannung wiederholt. Abbildung 5.2 zeigt das Resultat.

Wie man erkennt durchlaufen die Kurven Minima oder Maxima, abhängig von der Korrek-

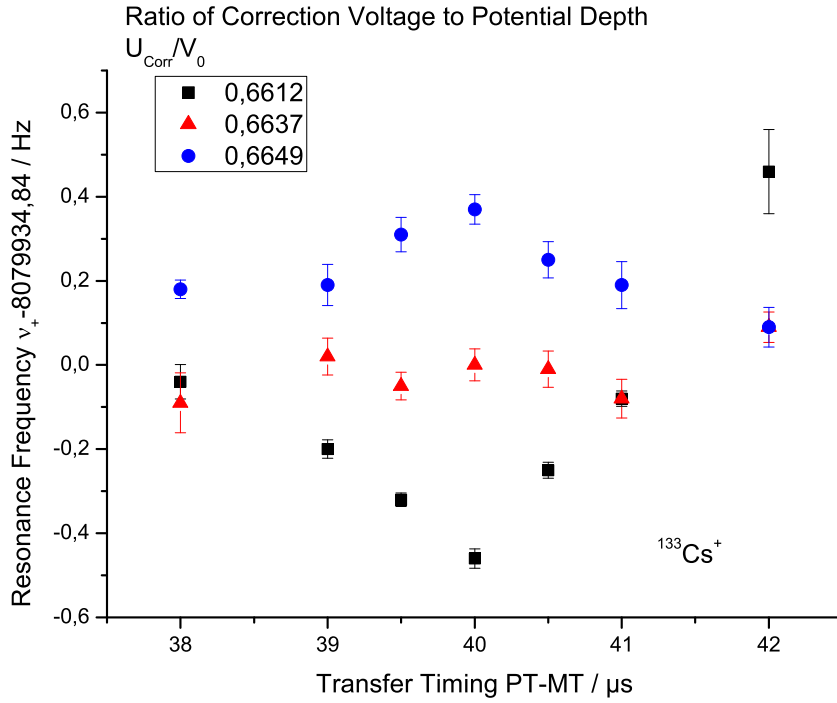


Abbildung 5.2: Modifizierte Zyklotronfrequenz ν_+ als Funktion der Transferzeit zwischen den Fallen für verschiedene Korrekturspannungen.

turspannung. Ist die angelegte Spannung zu klein, so ergibt sich eine konvexe Funktion, deren Maximum die optimale Einfangzeit der Ionen in der zweiten Messfalle markiert. In diesem Fall ist das Fallenpotential gegenüber dem harmonischen zu steil (schwarze Punkte in Abb. 5.2), sodass die Ionen bei einer nichtoptimalen Einfangzeit eine, durch den Schaltimpuls der Endkappen induzierte, zusätzliche axiale Energie bekommen. Im Falle eines nicht harmonischen Potentials sind die Frequenzen nicht mehr unabhängig von den Bewegungsamplituden. Dadurch erhöht sich mit verschiedenen Einfangzeit in der zweiten Falle auch die Frequenz der axialen Bewegung ν_z . Nach Gleichung (2.14) erniedrigt sich damit die Resonanzfrequenz der reduzierten Zyklotronbewegung. Analog verhält es sich im Falle zu großer Korrekturspannungen (blaue Punkte in Abb. 5.2). Diese flachen das elektrische Fallenpotential ab, was bei nichtoptimalen Einfangzeiten eine niedrigere Oszillationsfrequenz der axialen Bewegung hervorruft. Die Frequenz der reduzierten Zyklotronbewegung ν_+ nimmt demnach zu.

Ein harmonisches Fallenpotential wird dann erreicht, wenn ν_+ unabhängig von der Transferzeit zwischen den beiden Penningfallen ist (rote Punkte in Abb. 5.2). In diesem Fall sind die Frequenzen der Eigenbewegung unabhängig von den Bewegungsamplituden, sodass sich auch eine höhere axiale Energie, durch Schaltimpulse der Endkappen, nicht in einer Änderung der reduzier-

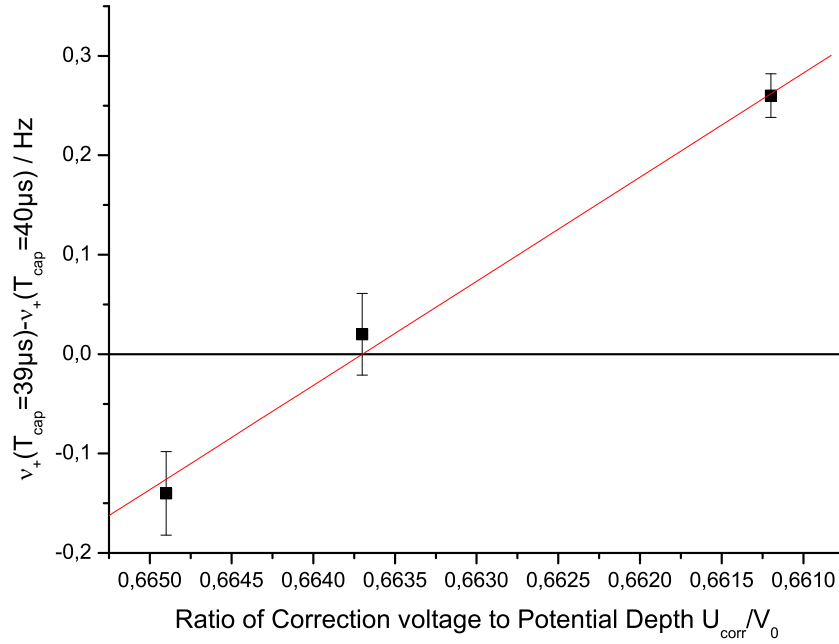


Abbildung 5.3: Die Differenz zweier Messpunkte für verschiedene Einfangzeiten als Funktion der Korrekturspannungen. Bei dem optimalen Verhältnis zwischen Korrekturspannung und Ringspannung ist diese Differenz gleich Null.

ten Zyklotronfrequenz widerspiegeln.

Eine einfache quantitative Darstellung ergibt sich, wenn man sich aus den drei Kurven je zwei Transferzeiten nimmt und die zugehörigen Frequenzen von einander subtrahiert (Abb. 5.3). Das optimale Verhältnis zwischen Korrekturspannung und Falltiefe entspricht dem Wert beim Durchgang durch $y = 0$. Wie man sieht ist mit $U_{\text{corr}}/V_0 = 0,6637$ der optimale Wert gefunden.

5.2 Die Minimierung der zeitlichen Magnetfeldfluktuationen

Wie in Abschnitt 2.1.2.3. beschrieben, stellen Magnetfeldfluktuationen einen bedeutenden Faktor für die Unsicherheit bei hochpräzisen Massenmessungen dar. Die zeitlichen Schwankungen der Magnetfeldstärke haben einen direkten Einfluss auf die Eigenfrequenzen ω_+ und ω_- der radialen Bewegung geladener Teilchen in der Penningfalle.

Die Produktionsraten schwerer Elemente sind sehr gering. Daher ist es vor allem bei Langzeitmessungen wie an SHIPTRAP wichtig, ein über einen längeren Zeitraum möglichst konstantes Magnetfeld zu garantieren. Der Flux Creep ist eine für den Magneten charakteristische Größe,

welcher nicht manipuliert werden kann. Er lässt sich aber in guter Näherung linear interpolieren. Ein Vergleich verschiedener Zyklotronresonanzfrequenzen für $^{133}\text{Cs}^+$ über einen Zeitraum von zwei Jahren ergab eine Verringerung der Magnetfeldstärke von $4,8 \cdot 10^{-8} \text{ T/d}$.

Druck- und Temperaturschwankungen in der Experimenthalle besitzen allerdings einen nicht-linearen messbaren Einfluss auf das Magnetfeld der 7 T supraleitenden Solenoiden. In diesem Abschnitt werden die Regelung der Temperatur der Raumtemperaturbohrung sowie die Regelung des Drucks im Helium-Kryostaten des Magneten vorgestellt und die erzielten Resultate präsentiert.

5.2.1 Die Druckstabilisierung

Wie bereits in Kapitel 2.1.2.3. angedeutet, kann die Fluktuation der Magnetfeldstärke zu einem gewissen Teil der Schwankung des Drucks im He-Kryostaten des supraleitenden Magneten zugeschrieben werden. Dieser ist an den Umgebungsdruck gekoppelt, da es sich bei dem Kryostaten nicht um ein abgeschlossenes System handelt. Die Abbildung 5.4 zeigt die Korrelation der Temperatur der Gasphase mit dem Druck des verdampfenden Heliums. Nach der Clausius-Clapeyron-Gleichung

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta H_\nu}{\Delta V_\nu T} \quad (5.1)$$

ist der Siedepunkt einer Flüssigkeit von dem Druck seiner Gasphase abhängig. Dabei ist ΔH_ν die molare Verdampfungswärme und ΔV_ν die Volumendifferenz zwischen Gasphase und der Flüssigkeit.

Aus dieser Gleichung kann eine Näherung für die Siedepunkt in Abhängigkeit vom Dampfdruck

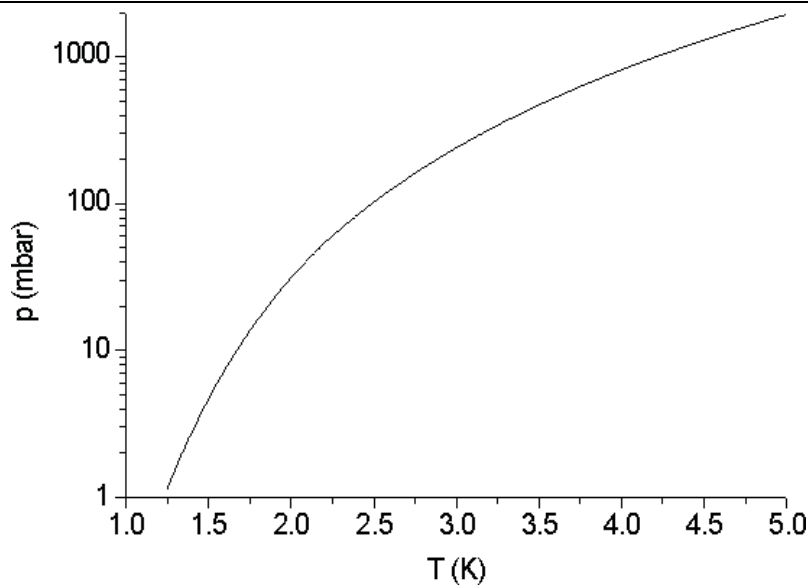


Abbildung 5.4: Dampfdruckkurve von ^4He

der Gasphase für Helium abgeleitet werden [ITS90]. Diese lautet dann

$$T_b(p) = A_0 + \sum_{i=1}^9 A_i [(\ln(p - B)/C)]^i \quad (5.2)$$

mit den Konstanten A_0, A_i, B und C (siehe Anhang A). Die daraus berechnete Dampfdruckkurve für ^4He ist in Abb. 5.4 gezeigt. Der Druck im Kryostaten schwankt mit dem Atmosphärendruck um 20 mbar, was gemäß Abb. 5.4 einer Änderung des Siedepunkts im Bereich von etwa 0,1 K entspricht. Dementsprechend schwankt auch die Temperatur aller mit dem Heliumbad in Berührung kommenden Bauteile. Diese Materialien sind zwar Diamagneten, besitzen jedoch eine von Null verschiedene magnetische Suszeptibilität. Diese ist abhängig von der Temperatur und führt letztlich zu einer Schwankung der Magnetfeldstärke.

5.2.1.1 Der PID-Regler

Die Druckstabilisierung wird von einem PID-Regler gesteuert. Dieser Regler vergleicht fortwährend den Setzwert (Sollwert) mit dem gemessenen Signal des zurückgeführten Wertes (Istwert). Dabei wird der Unterschied dieser beiden Werte (Regeldifferenz) ermittelt und eine Stellgröße derart gewählt, dass die Regeldifferenz einem Minimum zustrebt. In Abb. 5.5 ist das Blockschaltbild eines PID Reglers dargestellt. Ein PID-Regler berechnet die Stellgröße aus einem proportio-

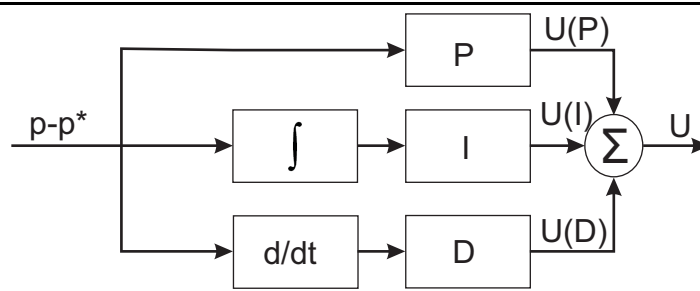


Abbildung 5.5: Blockschaltbild eines PID-Reglers. Die Stellgröße wird aus einem proportionalem, integralem und differentialem Anteil zusammengesetzt. P, I, D stellen die Koeffizienten des jeweiligen Anteils dar.

nalem, integralem und differentiellem Anteil. Der proportionale Anteil (P-Regler) multipliziert die Regeldifferenz $(p - p^*)$ mit einem charakteristischen Koeffizienten P .

$$U(P) = P \cdot (p - p^*) \quad (5.3)$$

Wegen des fehlenden Zeitverhaltens reagiert der P-Regler unmittelbar auf Veränderungen der Regeldifferenz. So wird, in der vorliegenden Druckstabilisierung, das Ventil erst geöffnet, wenn der Istwert des Druckes unter den Sollwert sinkt. Der integrale Anteil bewirkt eine Korrektur des Ausgangssignals durch Integration der Regelabweichung.

$$U(I) = I \cdot \int_0^{t_0} (p - p^*) dt \quad (5.4)$$

Der integrierende Anteil summiert die Regelabweichung so lange auf, bis sie zu Null gemacht werden kann. I ist der charakteristische Koeffizient der I-Reglers. Der differentiellen Anteil (D-Regler) reagiert nicht auf die Regelabweichung, sondern auf deren Änderungsgeschwindigkeit. Somit ist es immer notwendig einen D-Regler zusammen mit einem P-Regler zu verwenden.

$$U(D) = D \cdot \frac{d(p - p^*)}{dt} \quad (5.5)$$

Das Differential wird dann mit dem differentiellen Koeffizienten D multipliziert. Schließlich werden alle drei Anteil $U(P)$, $U(I)$ und $U(D)$ addiert und formen so die Stellgröße U . In dem speziellen Fall entspricht U einer Spannung die vom Spannungsversorgungsgerät an das elektrische Ventil angelegt wird. Weitere Informationen zu PID-Reglern finden sich in [Föl94] oder diversen anderen Büchern der Regelungstechnik.

5.2.1.2 Der Experimenteller Aufbau

Um den Druck im Kryostaten zu stabilisieren wurde ein kommerzielles System der Firma MKS [MKS09] verwendet. Es besteht aus einem Absolutdruckmesskopf, einem Regelventil (Abb. 5.7 links) und einer Kontrolleinheit (Abb.5.7 rechts). Dieser Controller verfügt über einen PID-Regler, welcher den ausgelesenen Absolutdruck in eine Spannung umwandelt, die das regelbare Ventil öffnet und schließt. Abbildung 5.6 zeigt den schematischen Aufbau der Druckstabilisierung. Der gemessene Druck wird von einem Multimeter ausgelesen und mit einem LabVIEW-

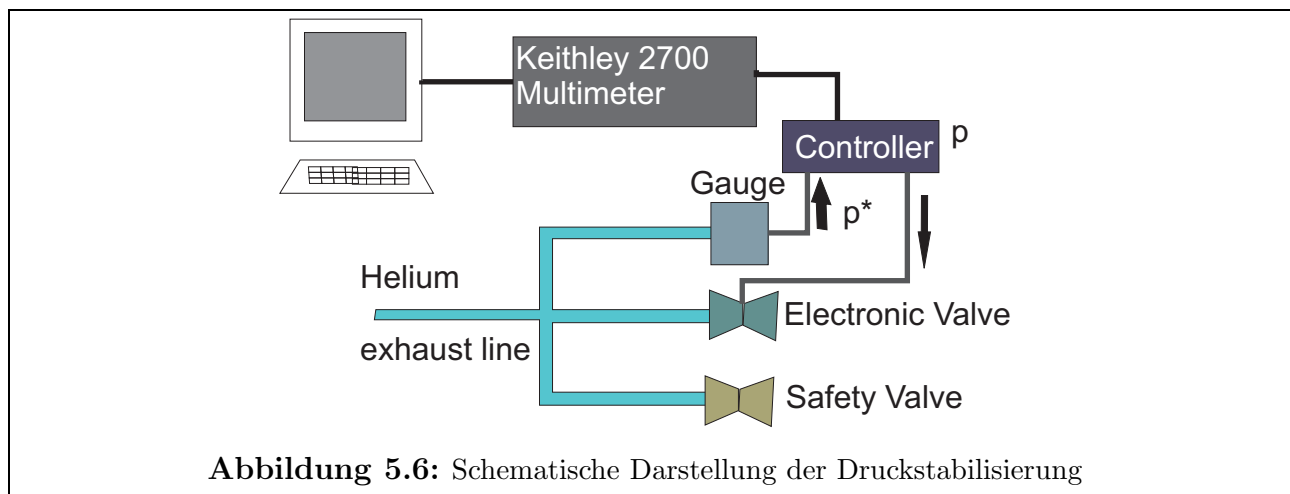


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Druckstabilisierung

basiertem Programm via GPIB-Schnittstelle an einen PC weitergeleitet und protokolliert.

5.2.1.3 Die Ergebnisse

Die Druckstabilisierung konnte erfolgreich in Betrieb genommen werden. Abbildung 5.8 zeigt den zeitlichen Verlauf des Gasdrucks im Heliumkryostaten des Magneten. Man erkennt, dass die Abnahme des Drucks mit Einschalten der Druckstabilisierung gestoppt und auf einen Regelwert

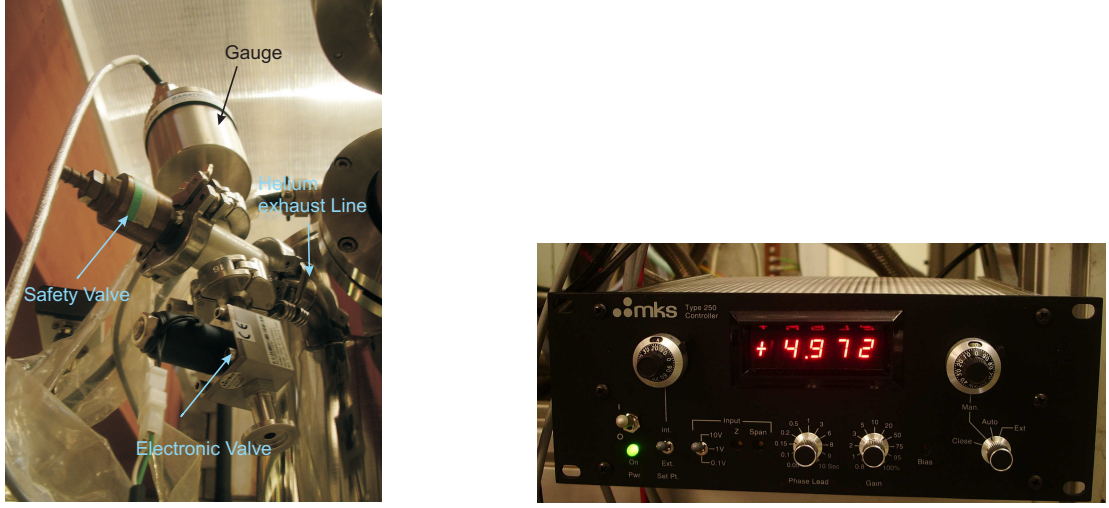


Abbildung 5.7: Photographien der Bauteile der Druckstabilisierung. links: Druckmesskopfes und elektrisches Ventil rechts: Kontrolleinheit. das Display zeigt den Messwert des Messkopfes an. Multipliziert man diesen wert mit einem Faktor 200 erhält man den Absolutdruck im Kryostaten.

stabilisiert werden konnte. Damit ist es möglich, den Druck im Kryostaten auf einen Setzwert mit einer Standardabweichung von 0,137 mbar zu stabilisieren. Um den Einfluss des Drucks auf die Magnetfeldschwankung zu untersuchen, wurde je eine Zyklotronresonanzmessung mit und ohne eingeschalteter Druckstabilisierung gemäß Abschnitt 3.2.3. über einen Zeitraum von $T_{mess}=16$ h durchgeführt ($T_{exc}=1200$ ms). Diese Resonanzen wurden nun in viele einzelne Resonanzen gleicher Messzeit t^1 aufgeteilt:

$$T_{mess} = n \cdot t^1, n \in \mathbb{N}. \quad (5.6)$$

Für jede dieser Einzelresonanzen wird nun die Resonanzfrequenz bestimmt und mit Gleichung (4.8) daraufhin die Magnetfeldstärke B . Die Magnetfeldstärke $B_{int}(t_2^1)$ zum Zeitpunkt t_2^1 kann mit der Gleichung (4.9) aus den zuvor mit Gleichung (4.8) bestimmten Werten zu den Zeitpunkten t_1^1 und t_3^1 interpoliert werden. Daraus wurde anschließend die relative Abweichung der tatsächlichen Magnetfeldstärke von der interpolierten Magnetfeldstärke ξ mit der Formel

$$\xi = \frac{B(t_x^1) - B_{int}(t_x^1)}{B(t_x^1)} \quad (5.7)$$

berechnet. Die Standardabweichung von ξ für alle Werte von t_x^1 ergibt dann den Fehler in der Frequenzbestimmung durch die Schwankung der Magnetfeldstärke für ein bestimmtes Zeitintervall $t_3^1 - t_1^1$ zwischen zwei Messungen. Diese Auswertung wurde nun für verschieden große Zeitintervalle wiederholt:

$$t_x^1 < t_x^2 < t_x^3 < \dots < T. \quad (5.8)$$

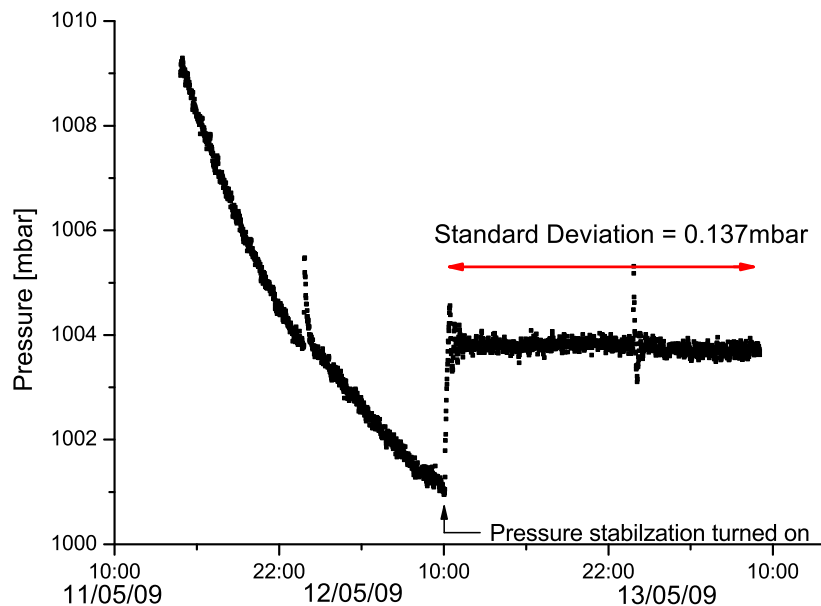


Abbildung 5.8: Druckverlauf über einen Zeitraum von zwei Tagen. Die Druckstabilisierung wurde am 12.5.09 gegen 10Uhr eingeschaltet.

Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abbildung (5.9) aufgetragen. Legt man durch diese Punkte nun eine Gerade, so erhält man aus deren Anstieg die Unsicherheit bezüglich der Magnetfeldstärke in Abhängigkeit des Zeitintervalls σ zwischen zwei Messpunkten. Dabei ist zu erwähnen, dass man eigentlich einen Durchgang dieser Geraden durch den Nullpunkt für $t_3 - t_1 \rightarrow 0$ erwarten würde. Da dies nicht der Fall ist, lässt sich damit erklären, dass die Magnetfeldstärke selbst nicht mit absoluter Sicherheit gemessen werden kann. Der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinate beschreibt in diesem Fall also die Unsicherheit der Magnetfeldstärke einer Messung. An Abbildung 5.9 erkennt man den deutlichen Einfluss der Druckschwankung auf die Magnetfeldstärke. Die relative Schwankung der Magnetfeldstärke nimmt mit eingeschalteter Druckstabilisierung um fast einen Faktor 20 gegenüber dem unreguliertem Fall ab.

5.2.2 Die Temperaturstabilisierung

Das Vakuumrohr und mit den darin befindlichen Fallen sind metallische Stoffe, die das Magnetfeld des Solenoiden verändern. Dabei wird schon während der Konstruktion der Fallen darauf geachtet, dass der Einfluss dieser Komponenten so gering wie möglich ist. Deshalb wurden die Elektroden aus hochreinem Kupfer und die Isolatoren aus speziellen Glaskeramiken gefertigt. Diese Materialien haben, neben einer geringen Ausgasrate im Vakuum, eine sehr geringe ma-

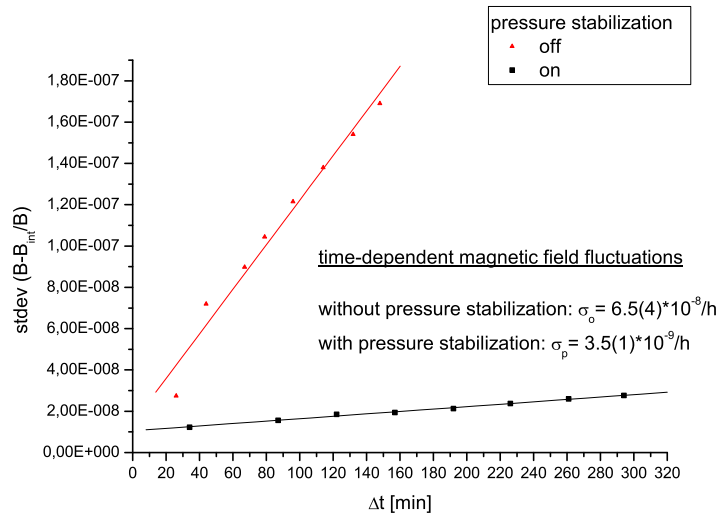


Abbildung 5.9: Standardabweichung der relativen Magnetfeldschwankung als Funktion des Zeitintervalls zwischen zwei Messpunkten.

agnetische Suszeptibilität. Des weiteren wurden die Elektroden möglichst dünn gefertigt. Das Vakuumrohr besteht aus paramagnetischem VA-Stahl. Die magnetische Suszeptibilität dieser Materialien ist temperaturabhängig, sodass Temperaturschwankungen in der Experimenthalle die Magnetfeldstärke verändern. Aus diesem Grund wurde eine Temperaturstabilisierung erdacht, um den Luftstrom zwischen der Bohrung des Magneten und dem Vakuumrohr zu regulieren.

5.2.2.1 Der Experimenteller Aufbau

Das Blockschaltbild der Temperaturstabilisierung ist in Abb. 5.10 dargestellt. Die Temperatur

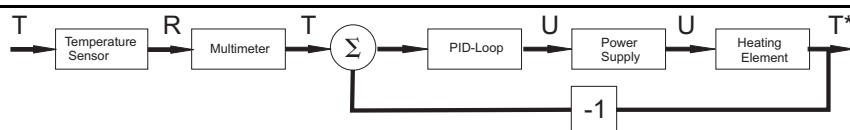
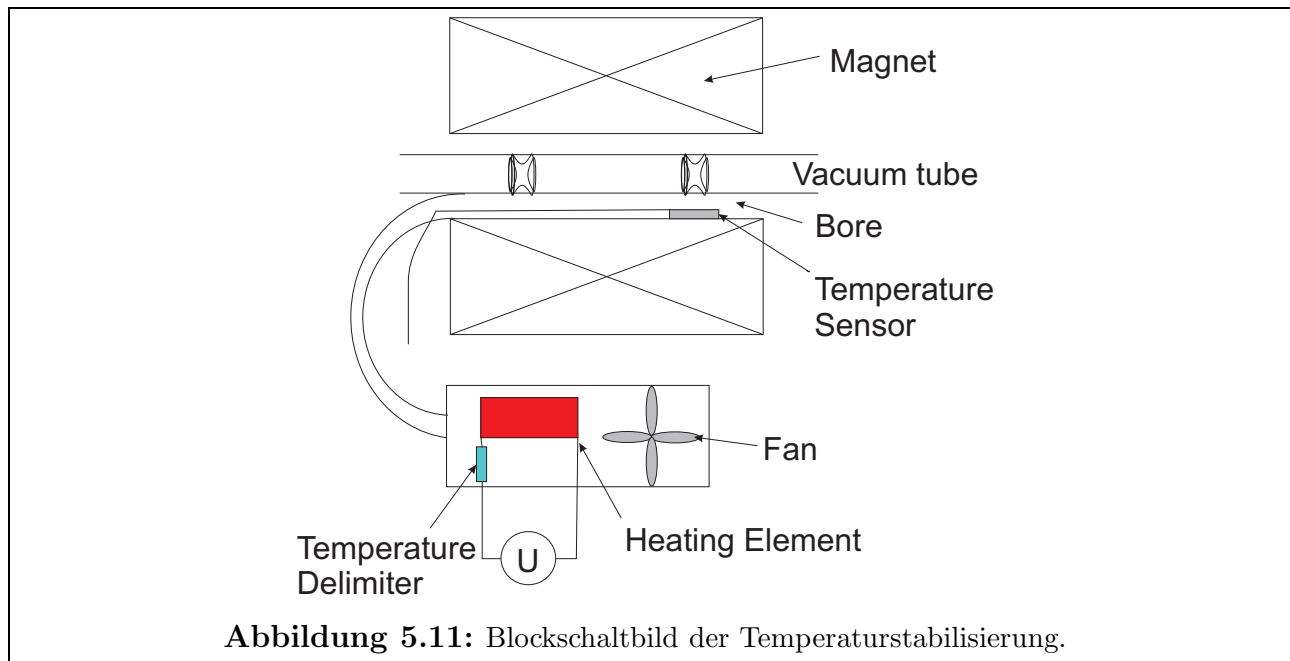


Abbildung 5.10: Blockschaltbild der Temperaturstabilisierung

T in der Bohrung des Magneten wird von einem Pt100-Tempersensor ausgelesen. Dieser befindet sich in der Bohrung des Magneten zwischen dem Vakuumrohr und der Innenwand des Magneten. Bei Pt100-Tempersensoren wird der temperaturabhängige Innenwiderstand eines Platindrahtes gemessen. Eine höhere Präzision der Messung wird durch eine sogenannte Vierleitermessung erzielt. Dazu wird die an zwei Leitungspaaren, durch das Multimeter, ein

bekannter Gleichstrom über den Widerstand eingekoppelt. Die am Widerstand abfallende Spannung wird hochohmig über zwei weitere Leitungen abgegriffen und vom Multimeter gemessen. Mit dem ohmschen Gesetz $R = U/I$ ergibt sich somit der Widerstand des Temperatursensors. Bei dieser Methode beeinflussen die Widerstände der Leitungen und der elektrischen Kontakte das Messergebnis nicht, was gerade bei den niederohmigen Temperatursensoren (100Ω bei 0°C) die Messgenauigkeit erhöht. Die Vierleitermessung wird von einem Multimeter der Marke „HP3457A“ durchgeführt, welches intern den Widerstand des Sensors berechnet und die Daten via GPIB-Schnittstelle an einen Messrechner weiterleitet. Dieser wertet die Daten mit einer auf LABView basierenden Applikation aus und errechnet mit einem PID-Regler einen Spannungswert.

Ein Spannungsversorgungsgerät der Marke „Keithley 2303“ (mit einer maximalen Ausgangs-



leistung von 45 W) ist wiederum mit einer GPIB-Schnittstelle mit diesem PC verbunden und legt nun den zuvor berechneten Spannungswert an ein Heizelement an. Das Heizelement besteht aus einer Vielzahl herkömmlicher elektrischer Metallschichtwiderstände ($R_i = 1\Omega$), die zu Widerstandsketten (Reihenschaltung) mit je 10 Widerständen verknüpft und 10 Ketten in Parallelschaltung verbunden wurden. Das gesamte Heizelement besitzt einen Widerstand von $R_g = 2\Omega$. Mit einem Rohrventilator mit einer Durchsatzleistung von $250\text{m}^3/\text{h}$ wird die warme Luft in den Einlass der Bohrung geleitet.

Um eventuelle Beschädigungen des Magneten durch Überhitzung zu vermeiden, wurde zusätzlich zu einer Notfallabschaltung, bei Überschreitung einer bestimmten Temperatur, in der Steuer- software noch ein Temperaturbegrenzer der Firma „Limitor“ verwendet. Dieser ist in Reihe mit dem Heizelement verbunden (siehe Abbildung 5.11). Im Normalbetrieb funktionieren diese Elemente als Leiter, steigt jedoch die Temperatur über einen Wert von 40°C so schnappt die

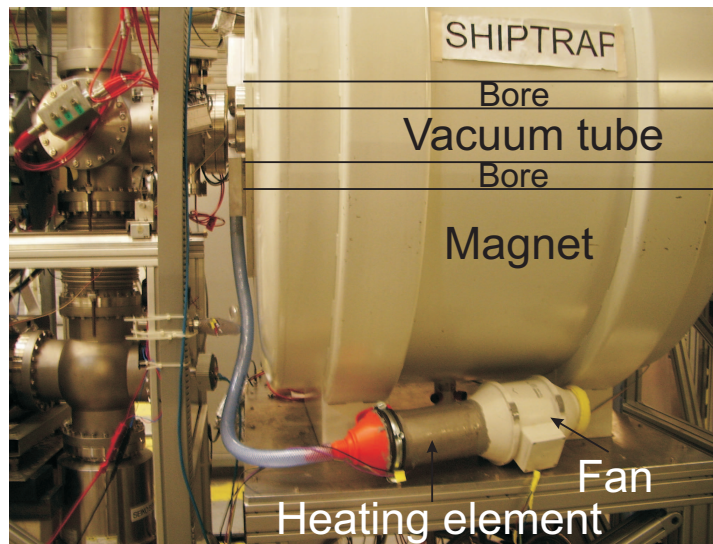


Abbildung 5.12: Fotografie der Temperaturstabilisierung.

Bimetallscheibe um und öffnet ein Kontaktsystem. Das Heizelement wird dann nicht mehr mit Strom versorgt. Um ein selbstständiges Wiedereinschalten des Systems nach der Abkühlung zu verhindern, verfügen die Temperaturbegrenzer über einen Haltewiderstand, durch den Strom fließt und so Wärme erzeugt. Diese Wärme sorgt dafür, dass die Bimetallscheibe geöffnet bleibt, bis der Stromkreis unterbrochen wird. Abbildung 5.12 zeigt die aufgebaute Temperaturstabilisierung.

Die Steuersoftware, sowie das Multimeter und das Spannungsversorgungsgerät wurden in das bestehende Kontrollsystem CS 3.1.[Bec04, Bra05] des SHIPTRAP-Messzyklus eingebunden. Abbildung (5.13) zeigt die Benutzeroberfläche des Steuerpanels.

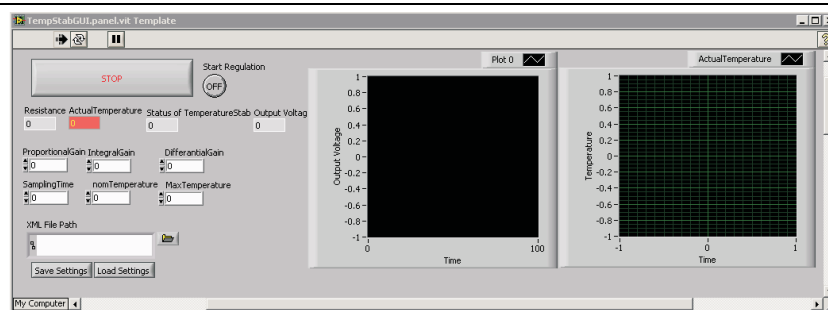


Abbildung 5.13: Benutzeroberfläche des Steuerprogramms.

5.2.2.2 Die Ergebnisse

Die Druckstabilisierung konnte erfolgreich in Betrieb genommen werden (siehe Abb. 5.14). Die Temperatur in der Bohrung wurde 48 Stunden mit einer Standardabweichung von 63 mK

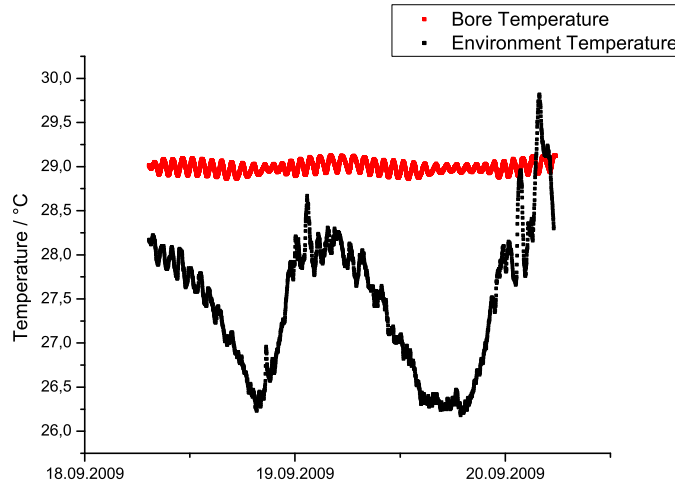


Abbildung 5.14: Temperaturverlauf. Die rote Kurve zeigt den Temperaturverlauf mit aktiver Regelung in der Bohrung des Magneten. Die schwarze Kurve repräsentiert die Umgebungstemperatur in der Experimenthalle.

auf einen Wert von 302 K (29 °C) stabilisiert. Während dieses Zeitraums wurde gleichzeitig die Umgebungstemperatur in der Halle protokolliert. Dies wurde mit dem USB-Druck- und -Temperaturemessgerät „MS5534-B“ der Marke Intersema gemessen. Dort ergab sich über den gesamten Zeitraum eine Standardabweichung vom Mittelwert von 0,77 K. Es konnte die Temperaturschwankung in der Bohrung also um einen Faktor von ungefähr zehn gegenüber der Umgebungstemperatur erniedrigt werden. Damit war es möglich, die zyklischen Tag-/Nachtschwankungen der Temperatur zu kompensieren.

Um die Auswirkung dieser Messung auf die Magnetfeldfluktuation zu untersuchen, wurde während des betrachteten Zeitraums eine Zyklotronresonanzmessung für $^{133}\text{Cs}^+$ ($T_{exc}=600$ ms) gemäß Abschnitt 3.2.1 durchgeführt. Diese Daten wurden dann analog zu dem in Abschnitt 5.2.1.2 beschriebenen Verfahren ausgewertet. Abbildung 5.15 zeigt den Vergleich zwischen dem unstabilisiertem Aufbau und eingeschalteter Temperaturstabilisierung. Der Druck im Kryostaten wurde in beiden Fällen nicht reguliert. Die zeitliche Entwicklung der Standardabweichung der relativen Magnetfeldfluktuationen in Abhängigkeit des Zeitintervalls zwischen zwei Messpunkten σ nimmt bei einer Regulierung der Temperatur in der Bohrung um einen Faktor von 2,7 gegenüber dem unreguliertem Fall auf einen Wert von $\sigma_T = 2,4 \cdot 10^{-8}$ /h ab.

Der größere Startwert im unstabilisierten Fall lässt sich damit erklären, dass die der roten Kurve zugrunde liegende Zyklotronresonanzkurve mit einer längeren Anregungszeit von $T_{exc}=900$ ms

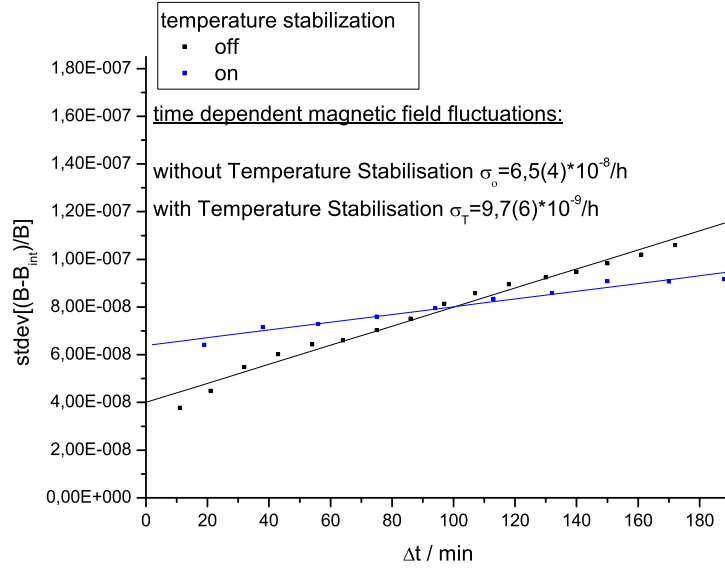


Abbildung 5.15: Standardabweichung der relativen Magnetfeldschwankung ohne und mit stabili-
sierter Temperatur in der Bohrung als Funktion des Zeitintervalls zwischen
zwei Messungen.

aufgenommen wurde. Mit zunehmender Anregungszeit verringert sich gemäß der Formel

$$\Delta\nu_{FWHM} \approx \frac{0,8}{T_{exc}} \quad (5.9)$$

die Halbwertsbreite der Resonanzkurve und damit auch die Unsicherheit in der Bestimmung der Resonanzfrequenz $\sigma\nu_c$. Gemäß der Gleichung [Bol90]

$$\sigma B = \frac{2\pi m}{q} \sigma\nu_c \quad (5.10)$$

resultiert dies in einer größeren Unsicherheit der Magnetfeldstärke einer Messung.

5.2.3 Zusammenfassung

Die zeitlichen Magnetfeldschwankungen stellen einen Unsicherheitsfaktor bei der hochpräzisen Massenmessung dar. Es wurden Möglichkeiten präsentiert, die durch äußere Einflüsse induzierten Schwankungen zu reduzieren.

Sowohl die Druckschwankung im Heliumkryostataten als auch die Temperaturschwankungen in der Bohrung des Magneten sind ausschlaggebende Faktoren hinsichtlich der Größe der Magnetfeldfluktuationen. Zwei Systeme zur Stabilisierung selbiger konnten erfolgreich in Betrieb genommen werden. Abbildung 5.16 zeigt die Resultate beider Regelungen. Des Weiteren wurden

beide Einheiten zusammen eingesetzt und so die Standardabweichung der relativen Magnetfeldschwankungen als Funktion des Zeitintervalls zwischen zwei Messpunkten weiter reduziert. Dabei scheint der Druck des gasförmigen Heliums im Solenoiden hingegen der in Abschnitt

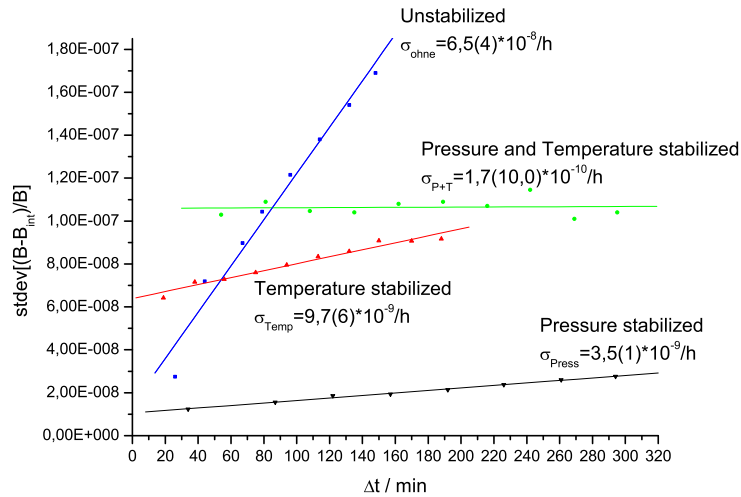


Abbildung 5.16: Standardabweichung der relativen Magnetfeldfluktuationen als Funktion des Zeitintervalls zwischen zwei Messpunkten.

3.1.2.3 präsentierten Abbildung 2.5 einen größeren Einfluss auf die Stärke der Fluktuationen zu besitzen als die Temperatur des Luftstroms in der Bohrung des Magneten. So wird die zeitabhängige Unsicherheit der Magnetfeldschwankung bei geregelter Temperatur um einen Faktor von sieben gegenüber dem unregulierten Fall verringert. Wird hingegen der Druck stabilisiert, so ist nimmt die Magnetfeldfluktuation um einen Faktor von ungefähr 18 ab.

Die Temperatur in der Bohrung und der Druck im Kryostaten sind unabhängig voneinander, sodass man erwartet, dass eine Stabilisierung beider Parameter eine zusätzliche Verringerung der Standardabweichung gegenüber den Einzelmessungen hervorruft. Wie man in Abbildung 5.16 (grüne Linie) erkennt ist dies auch der Fall.

Mit eingeschalteter Druck- und Temperaturregelung ist eine Reduktion der Standardabweichung der relativen Magnetfeldfluktuationen um zwei Größenordnungen auf einen Wert von $1,7 \cdot 10^{-10}/\text{h}$ gegenüber dem unregulierten Fall erreicht worden. In der verwendeten Skalierung spiegelt sich dies darin wieder, dass die Gerade der linearen Interpolation fast waagerecht ist. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass die einzelnen Punkte deutlich um die Geraden der linearen Interpolation streuen. Dies liegt an der geringen Statistik der Messdaten. Die Unsicherheit der linearen Interpolation beträgt $1 \cdot 10^{-9}/\text{h}$. Trotz der, im Vergleich zum Resultat, großen Unsicherheit stellen die Implementierung der Druck- und Temperaturstabilisierung an SHIPTRAP eine deutliche Verringerung der Magnetfeldfluktuation und damit des systematischen Fehlers bei der Massenmessung gegenüber dem unregulierten Zustand dar.

Kapitel 6

Massenmessungen neutronenarmer Rn- und Ra-Isotope an SHIPTRAP

Neben den Untersuchungen zur Verringerung des systematischen Fehlers wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit auch on-line Massenmessungen von neutronenarmen Radium $^{213}\text{Ra}^{2+}$ und Radon $^{204-207}\text{Rn}^{+}$ durchgeführt (rot markiert in Abbildung 6.1).

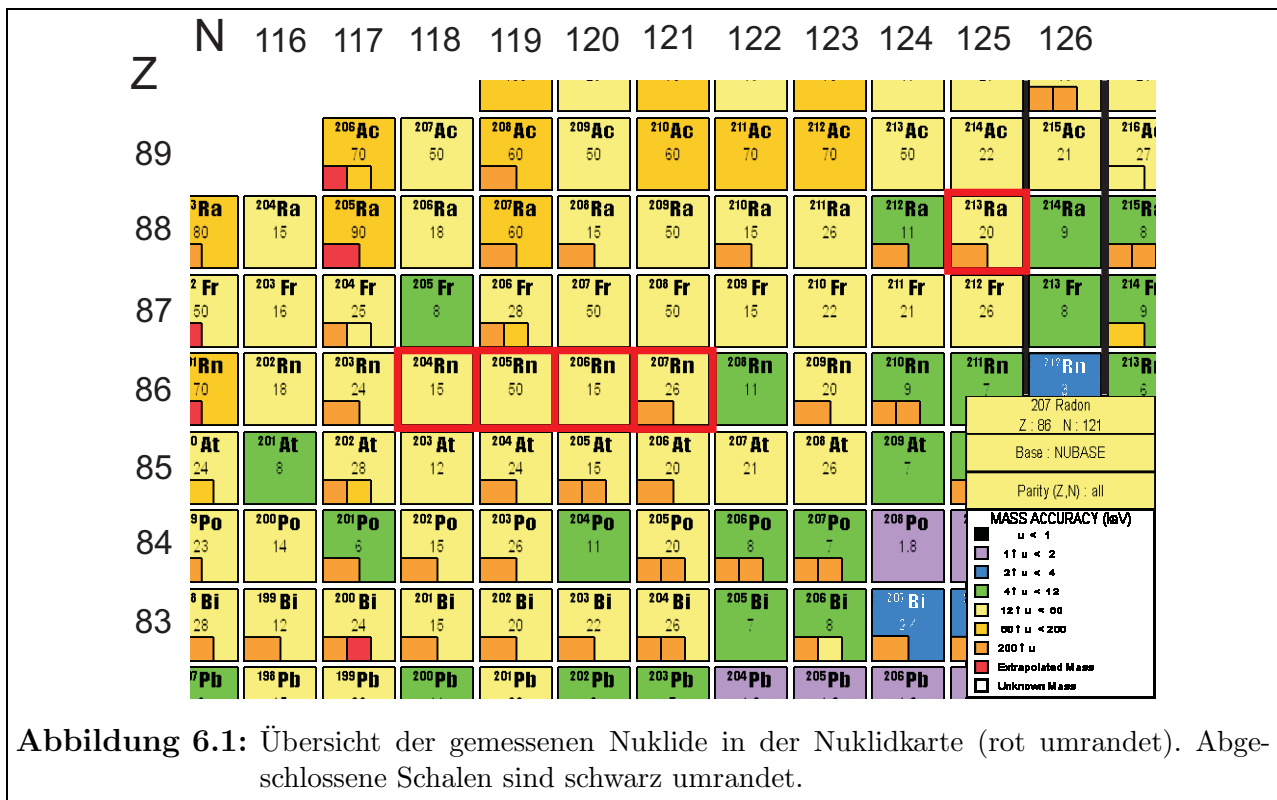
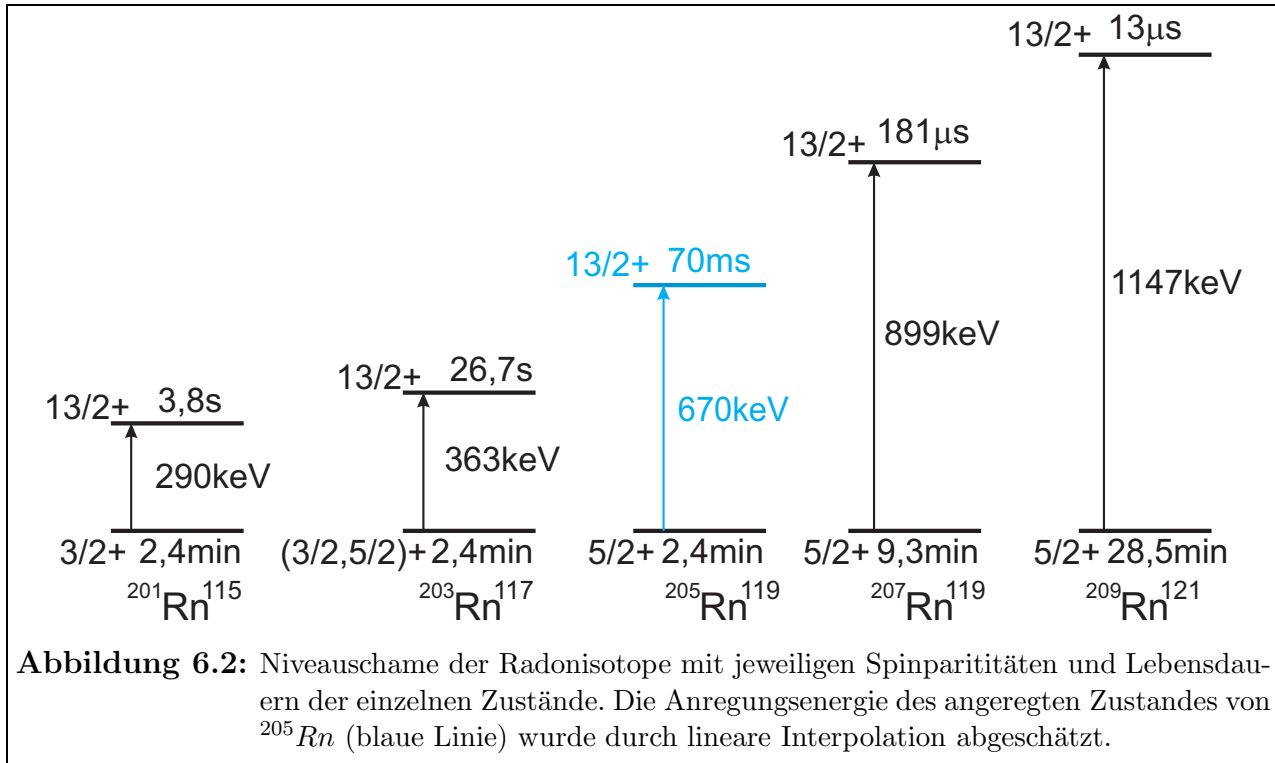


Abbildung 6.1: Übersicht der gemessenen Nuklide in der Nuklidkarte (rot umrandet). Abgeschlossene Schalen sind schwarz umrandet.

Diese Messungen fanden im Rahmen einer Machbarkeitsstudie statt, die die Vorteile der Kombination von α/γ -Spektroskopiesystemen mit einer Penningfalle unter Beweis stellen sollte. Die Idee hinter dieser Kombination ist es, die unerwünschten Reaktionsprodukte in der Pen-



ningfalle durch massenselektives Puffergaskühlen zu entfernen und somit lediglich ein Isotop oder sogar ein Isomer in das Detektorsystem TISISPEC [And08] zu senden. Dadurch lassen sich die Zerfallseigenschaften von Nukliden besser untersuchen. Dies ermöglicht z.B. Alpha-Gamma-Korrelationsmessungen, welche sich, aufgrund der Ähnlichkeit der charakteristischen Alpha-Energien der Radonisotope, bei herkömmlichen Spektroskopieexperimenten schwierig gestalten. Ziel dieses Experimentes war es u.a. einen isomeren Zustand von $^{205}\text{Rn}^+$ mit der Spinparität $13/2^+$ nachzuweisen. Die Existenz dieses Zustands wird vermutet aufgrund der Tatsache, dass alle Radonisotope mit einer ungeraden Massenzahl $A < 209$ ein solches Isomer besitzen.

6.1 Die Produktion der Isotope

Die untersuchten Isotope wurden mit der in Abschnitt 3.1. beschriebenen Methode hergestellt und im Geschwindigkeitsfilter SHIP von den Reaktionsprodukten getrennt. Die Reaktionsgleichung für die Produktion von $^{213}\text{Ra}^{2+}$ lautet



Dazu wurden Kalziumionen auf eine Energie von 4,4 MeV pro Nukleon beschleunigt. Bei dieser Energie ist der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion (6.1) mit 10 mbarn am größten. Der Strom an zehnfach geladenen Kalziumionen betrug gemittelt $27 \mu\text{A}$ und wurde in Pulsen mit einer Wiederholfrequenz von 5 Hz für jeweils 5 ms geliefert. Dies entspricht einem Teilchenstrom von $4 \cdot 10^{11}$ Teilchen pro Sekunde. Die Projektile wurden auf ein Erbiumtarget mit einer Dicke von $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ geschossen.

Für die Herstellung der Radonisotope wurde natürliches Dysprosium als Targetmaterial ver-

Tabelle 6.1: Relative Häufigkeiten der stabilen Dysprosiumisotope

	Vorkommen in %
^{156}Dy	0,06(6)
^{158}Dy	0,10(1)
^{160}Dy	2,34(8)
^{161}Dy	18,91(24)
^{162}Dy	25,51(26)
^{163}Dy	24,90(16)
^{164}Dy	28,18(37)

wendet. Tabelle 6.1 zeigt die Verteilung der relativen Häufigkeiten natürlich vorkommenden stabilen Dysprosiums. Die Produktionsquerschnitte der einzelnen Radonisotope ergeben sich

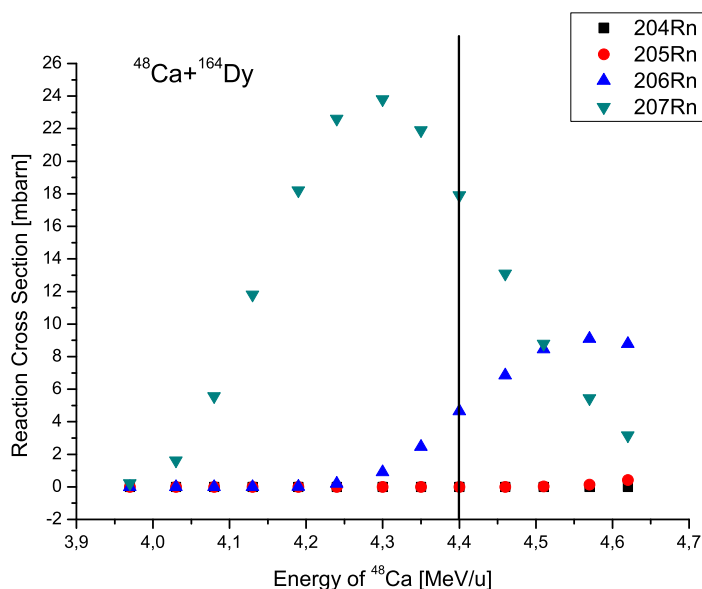
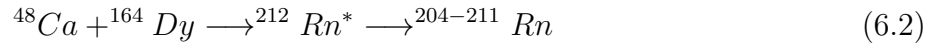


Abbildung 6.3: Bestimmung der optimalen kinetischen Energie der Projektile.

aus der Summe der Beträge der einzelnen Reaktionen multipliziert mit der relativen Häufigkeit der verschiedenen Dysprosiumnuklide aus Tabelle 6.1. Die Abschätzungen der einzelnen Reaktionsquerschnitte für die Reaktionen



in Abhängigkeit der kinetischen Energie der Projektile ist in Abb. 6.3 dargestellt. Diese Abschätzungen wurden mit dem Simulationsprogramm HIVAP (*heavy-ion vaporisation statistical-evaporation model*) [Rei81] errechnet. Abschätzungen für weitere Reaktionen sind im Anhang aufgeführt.

Die kinetische Energie wurde anhand dieser Simulationen zu 4,4 MeV/u gewählt. Bei dieser Energie besitzt die Gesamtproduktionsrate aller Reaktionen ihr Maximum. Darunter sind die Reaktionsquerschnitte beim 5- und 6-n Kanal, also diejenigen Reaktionen bei denen fünf bzw. sechs Neutronen abgedampft werden, am größten. Die Reaktionsquerschnitte für die untersuchten Radonnuklide bei einer kinetischen Energie von 4,4 MeV/u sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

Tabelle 6.2: Reaktionsquerschnitte bei einer Projektilenergie von 4,4 MeV/u

	Reaktionsquerschnitte in mbarn
^{204}Rn	0,99
^{205}Rn	3,34
^{206}Rn	5,49
^{207}Rn	5,53

6.2 Die Ergebnisse der Massenauswertung

Als Referenzion der Präzisionsmassenmessung wurde $^{133}\text{Cs}^+$ gewählt. Für alle Messungen wurde eine Quadrupolanregungszeit von $T_{exc} = 600$ ms gewählt. Die Massenauswertung wurde gemäß Abschnitt 4.2.2 durchgeführt.

Für die Auswertung werden lediglich die Daten betrachtet, bei denen nur ein Ion pro Messzyklus detektiert wurde. Damit werden die in Abschnitt 2.1.2.5 beschriebenen Raumladungseffekte ausgeschlossen. Des weiteren ist angesichts der geringen Produktionsraten zu erwarten, dass bei den gewählten Parametern lediglich ein interessantes Ion pro Messzyklus gemessen werden kann. Die Zählrate an exotischen Ionen betrug bei dieser Untersuchung ungefähr 0,5 Ionen pro Zyklus.

Die Ergebnisse der einzelnen gemessenen Zyklotronresonanzkurven der radioaktiven Isotope sind in Tabelle D.1 im Anhang zusammengestellt. Aus diesen Resultaten werden nun die Frequenzverhältnisse mit den Resonanzfrequenzen der Referenzionen ($^{133}\text{Cs}^+$) gebildet. Um den Einfluss der zeitlichen Veränderung des Magnetfeldes zu minimieren wird aus den Resonanzfrequenzen der Referenzionen zum Zeitpunkt t_3 und t_1 mit der Formel

$$\nu_{c,ref}^{int}(t_2) = \nu_c(t_1) + \frac{(\nu_{c,ref}(t_1) - \nu_{c,ref}(t_2))(t_2 - t_1)}{t_3 - t_1} \quad (6.3)$$

die zu erwartende Resonanzfrequenz für $^{133}\text{Cs}^+$ zum Zeitpunkt t_2 der Messung des gesuchten Ions interpoliert. Die Ergebnisse der einzelnen Messungen für die verschiedenen Isotope sind in Abb. 6.4 und 6.5 aufgetragen.

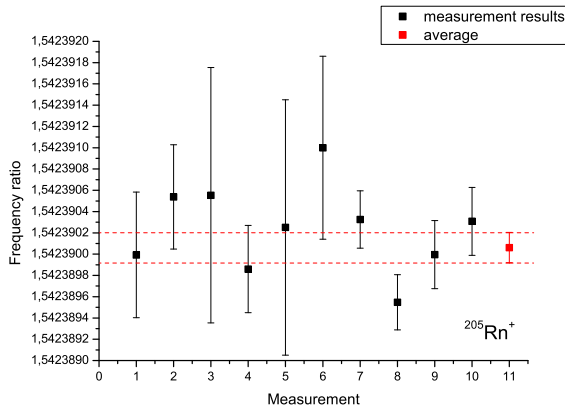
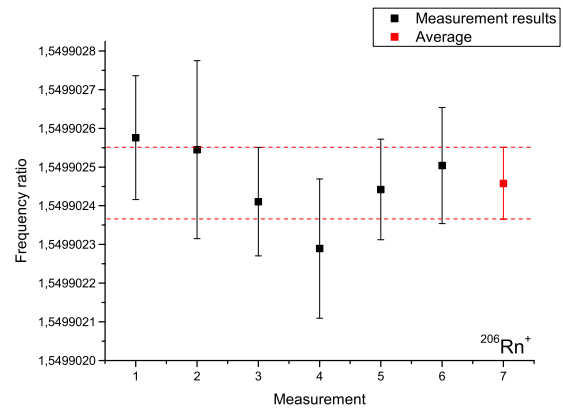
(a) $^{205}\text{Rn}^+$ (b) $^{206}\text{Rn}^+$

Abbildung 6.4: Frequenzverhältnisse der Einzelmessungen(schwarze Punkte) im Vergleich zu dem gewichteten Mittelwert(roter Punkt) für: a) $^{205}\text{Rn}^+$, b) $^{206}\text{Rn}^+$.

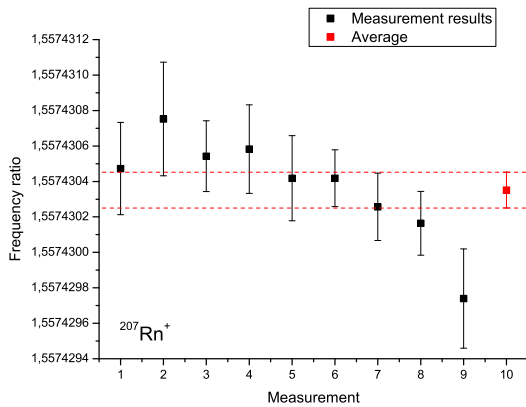
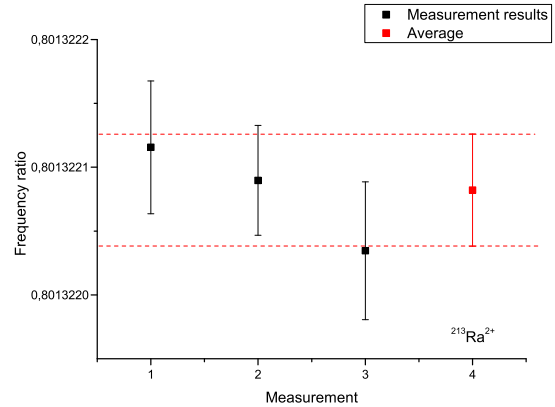
(a) $^{207}\text{Rn}^+$ (b) $^{213}\text{Ra}^{2+}$

Abbildung 6.5: Frequenzverhältnisse der Einzelmessungen(schwarze Punkte) im Vergleich zu dem gewichteten Mittelwert(roter Punkt) für: a) $^{207}\text{Rn}^+$, b) $^{213}\text{Ra}^{2+}$.

Dieses Verfahren wird für jede Messung wiederholt und daraus anschließend ein gewichteter Mittelwert gebildet. Der Gewichtungsfaktor entspricht dabei der statistischen Unsicherheit des Frequenzverhältnisses. Die gemittelten Frequenzverhältnisse sind in Tabelle (6.3) zusammengestellt. Aus den Formeln (1.1) und (4.7) lässt sich nun der Massenexzess berechnen, welcher der

Tabelle 6.3: Verhältnisse der interpolierten Resonanzfrequenzen der Referenzionen ($^{133}\text{Cs}^+$) zum Zeitpunkt der Messung der Radionuklide $\nu_{c,int}^{ref}$ und der Resonanzfrequenz der radioaktiven Isotope ν_c .

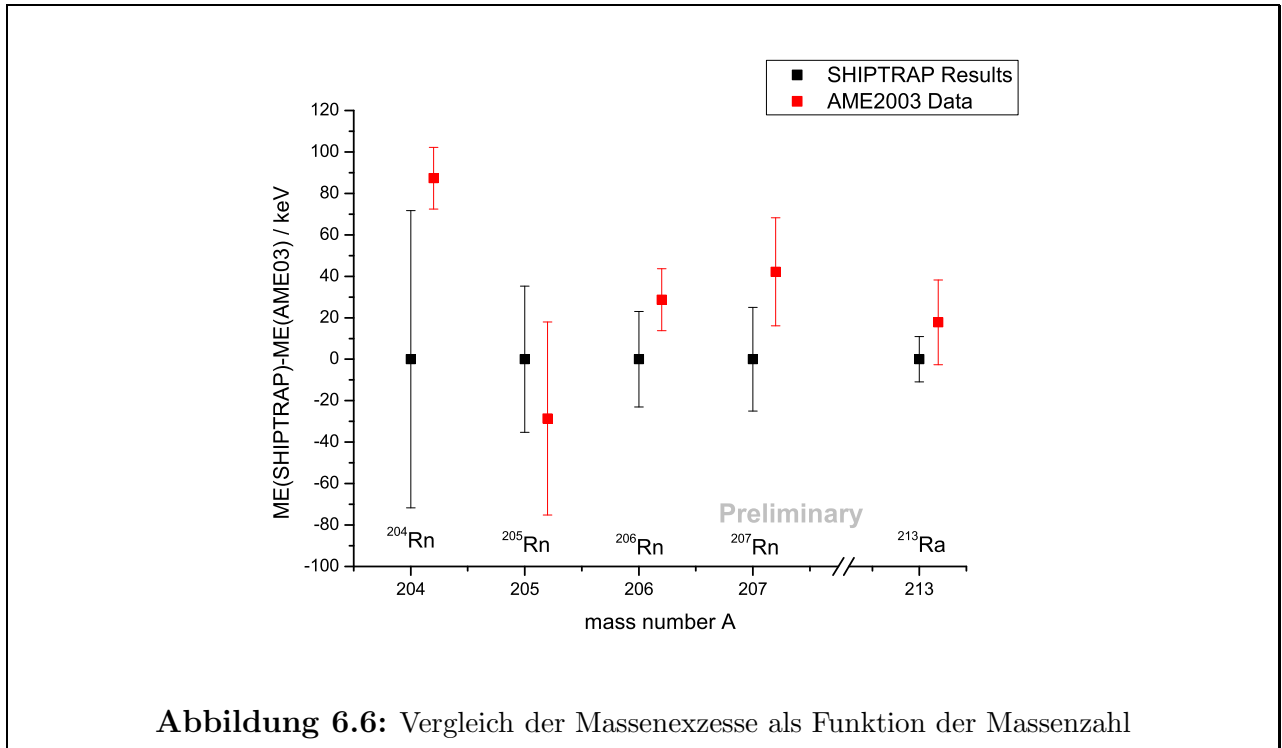
Isotop	Frequenzverhältnis $\nu_{c,int}^{ref}/\nu_c$
$^{213}\text{Ra}^{2+}$	0,8013220821(439)
$^{204}\text{Rn}^+$	1,534862759(290)
$^{205}\text{Rn}^+$	1,542390062(142)
$^{206}\text{Rn}^+$	1,5499024578(929)
$^{207}\text{Rn}^+$	1,557430351(101)

Bindung E_B entspricht. Die resultierenden Werte sind in der Tabelle (6.4) zusammengestellt und mit den Literaturwerten der *Atomic Mass Evaluation 2003* [Aud03] verglichen. Abbildung

Tabelle 6.4: Vergleich der SHIPTRAP Resultate mit den Literaturwerten der *Atomic Mass Evaluation 2003* [Aud03]. ME_{ST} experimentell bestimmter Massenexzess, ME_{AME03} Literaturwerte des Massenüberschusses aus der AME2003, ΔME die Differenz der beiden Werte, $T_{1/2}$ die Halbwertszeit des Grundzustandes.

Isotop	ME_{ST} / keV	ME_{AME03} / keV	ΔME / keV	$T_{1/2}$ / min
^{213}Ra	340(11)	358(20)	18(22)	2,74
^{204}Rn	-8071(71)	-7984(15)	87(73)	1,24
^{205}Rn	-7684(35)	-7713(47)	29(58)	2,8
^{206}Rn	-9143(23)	-9116(15)	27(27)	5,67
^{207}Rn	-8683(25)	-8631(26)	51(36)	9,25

(6.6) zeigt die Resultate der Massenbestimmung.



6.2.1 Das Nuklid ^{204}Rn

Für das Isotop ^{204}Rn wurde eine Messung aufgenommen. Mit 1,24 min hat dieses Nuklid die kürzeste Halbwertszeit der hier untersuchten Isotope. Insgesamt wurden 293 Ionen detektiert. Aufgrund der geringen Ionenanzahl konnte die Unsicherheit des Messwertes gegenüber dem Literaturwert nicht verbessert werden (siehe Abb. 6.6 und Tabelle 6.4). Die Halbwertszeit des untersuchten Nuklids betrug 1,24 min. Die durchgeführte Massenmessung war aber die erste direkte Massenmessung an ^{204}Rn . In Abbildung 6.7 werden die Eingangswerte (schwarze Punkte) der *Atomic Mass Evaluation 2003* [Val67, Wau93, Led04] mit den Ergebnis der Massenmessung an SHIPTRAP verglichen. Diese Eingangswerte ergeben sich aus dem Alpha-Zerfall



Die Abweichung der Messwerte ist mit $1,2\sigma$ im Rahmen der Messgenauigkeit.

6.2.2 Das Nuklid ^{205}Rn

Der Massenmessung von ^{205}Rn liegt ein Datensatz von 12 Zyklotronresonanzen zu Grunde. Die Anzahl der detektierten Radonionen pro Resonanz variierte zwischen 150 und 900. Anhand dieser Massenmessung war es möglich, die Unsicherheit des Literaturwertes um ein Drittel zu reduzieren. Ein Vergleich der Eingangswerte der AME2003 [Val67, Hor71, Led04] mit dem experimentellen Resultat ist in Abbildung 6.8 zusammengestellt. Diese Eingangsdaten ergeben

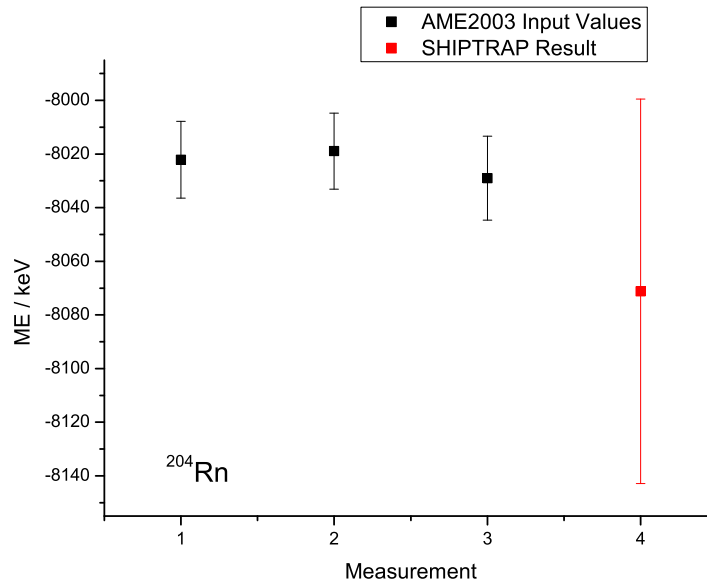


Abbildung 6.7: Vergleich der Massenexzesse der Eingangswerte der AME2003 mit dem Ergebnis der Massennmessung ^{204}Rn . (1) K. Valli *et al.* 1967 [Val67] (2) J. Wauters *et al.* 1993 [Wau93] (3) M. J. Leddy *et al.* 2004 [Led04].

sich aus den Messungen der Alpha-Energie des Zerfalls



Die direkte Massennmessung von ^{205}Rn ermöglicht es zudem, die Massen der Nuklide, die über Zerfallsketten mit dem untersuchten Radonisotop verbunden sind, genauer abzuschätzen.

Das Isomer mit einer Spinparität $13/2^+$ zu diesem Nuklid konnte mit der verwendeten Konfiguration nicht beobachtet werden. Die Anregungsenergie des Isomeren Zustandes wurde auf 670 keV abgeschätzt. Dies entspricht einem Frequenzabstand gegenüber der Resonanzfrequenz des Grundzustandes von 1,75 Hz. Gemäß der empirischen Formel (5.9) beträgt die Halbwertsbreite der Resonanzkurve bei einer Anregungszeit $T_{exc}=600$ ms 1,33 Hz. Dies ist weniger als die der zu erwartende Frequenzabstand von 1,75 Hz, sodass anzunehmen ist, dass das Isomer gegenüber dem Grundzustand zu beobachten gewesen wäre. Der Grund, weshalb dieser Zustand, sollte er existieren, nicht beobachtet wurde, könnte darin begründet sein, dass die für die Massennmessung genutzte Gesamtzykluszeit ca. 1,1 s betrug. Dies ist bedeutend länger als die abgeschätzte Halbwertszeit dieses Zustandes $T_{1/2} \approx 70$ ms. Dadurch kann angenommen werden, dass alle Isomere von ^{205}Rn bereits in den Grundzustand übergegangen sind, bevor sie detektiert werden konnten. Die Halbwertszeit des Grundzustandes beträgt 2,8 min. Auffällig bei den untersuchten Flugzeitspektren ist, im Gegensatz zu den anderen untersuchten Nukliden, dass das Ion H_3O^+ in großer Zahl auftritt. Dies deutet auf eine kurzlebige Aktivität oder weitere

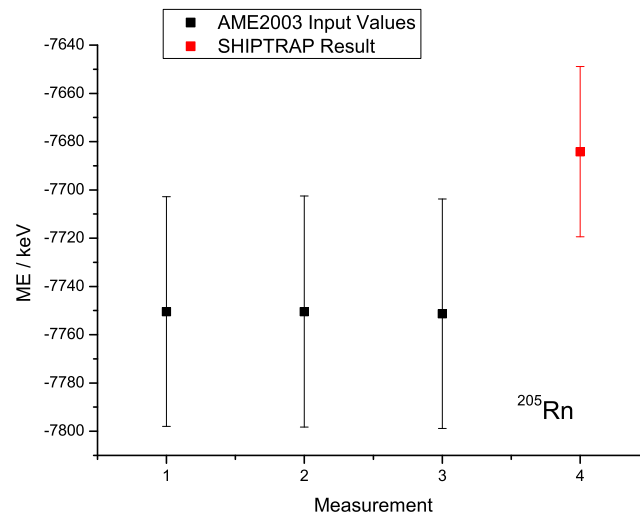


Abbildung 6.8: Vergleich der Massenexzesse der Eingangswerte der AME2003 mit dem Ergebnis der Massennmessung ^{205}Rn . (1) K. Valli *et al.* 1967 [Val67] (2) P. Hornshøj *et al.* 1971 [Hor71] (3) M. J. Leddy *et al.* 2004 [Led04].

Kontaminationen hin. Für die Auswertung der Massen spielt diese Kontamination keine Rolle, da zum Einen das Hydroniumion aufgrund seiner geringen Massen nicht in das untersuchte Flugzeitfenster von ^{205}Rn fällt und zum Anderen nur die Daten für die Analyse verwendet wurden, bei denen lediglich ein Ion pro Messzyklus detektiert wurde.

Des weiteren wurden an diesem Isotop Zerfallsspektroskopie betrieben. Dazu wurden die in der PT massenselektierten Ionen in die TISISPEC Siliziumdetektorkammer [And08] umgeben von zwei Germanium-Gamma-Zählern transportiert und ihr Zerfall beobachtet. In diesem Fall wurde nach dem Zerfall des isomeren Zustandes gesucht, unter der Annahme, dass dieser unter der Emission eines Gammaquants zerfällt. Anhand linearer Interpolation aus den Werten der Nachbarisotope wird dieser Zustand mit einer Halbwertszeit von ca. 70 ms bei einer Anregungsenergie von 670 keV erwartet (siehe Abb. 6.2). Um diesen zu untersuchen, wurde die Zykluszeit auf 70 ms reduziert und lediglich die erste Penningfalle zur Isobaren separation verwendet. Die Auswertung der Daten dieser Untersuchungen stehen allerdings zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Diplomarbeit noch nicht zur Verfügung.

6.2.3 Das Nuklid ^{206}Rn

Aus sieben Zyklotronresonanzen mit 300 bis 900 Radonisotopen pro Resonanz wurde ein Massenexzess $ME_{ST} = -9142,7 \text{ keV}$ mit einer Unsicherheit von 23 keV berechnet. Dieser Wert liegt in dem Bereich der Literaturangaben ($ME_{AME03} = -9115,6 \text{ keV}$). Die Halbwertszeit von ^{206}Rn beträgt $T_{1/2} = 5,67 \text{ min}$. Abbildung 6.9 zeigt den Vergleich der Eingangsdaten der AME2003

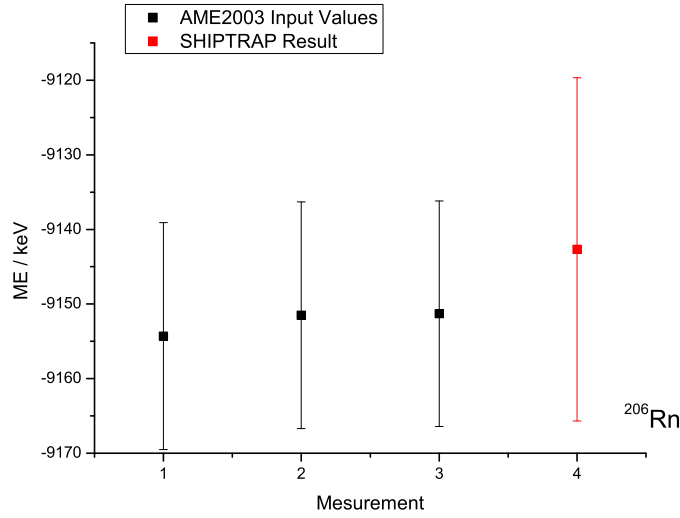


Abbildung 6.9: Vergleich der Massenexzesse der Eingangswerte der AME2003 mit dem Ergebnis der Massennmessung ^{206}Rn . (1) K. Valli *et al.* 1967 [Val67] (2) N. A. Golokov *et al.* 1971 [Gol71] (3) M. J. Leddy *et al.* 2004 [Led04].

[Val67, Gol71, Led04]. Auch hier wurde die erste direkte Massennmessung durchgeführt. Alle vorherigen Messungen bezogen sich auf den Alpha-Zerfall



6.2.4 Das Nuklid ^{207}Rn

Für die Massenauswertung von ^{207}Rn wurden acht Resonanzkurven mit einer Ionenzahl zwischen 100 und 900 aufgenommen.

Daraus wurde ein Massenexzess berechnet, dessen Unsicherheit geringfügig unter dem Literaturfehler lag (siehe Abb. 6.6 und Tab. 6.4). Die Untersuchung an SHIPTRAP war die erste direkte Massennmessung zu diesem Isotop. Die vorherigen Untersuchungen bezogen sich auf den Zerfall [Val67a, Hor71, Led04]



Ein Vergleich dieser Daten mit dem experimentellen Resultaten der Massenbestimmung an SHIPTRAP findet sich in Abbildung 6.10 Das Nuklid ^{207}Rn besitzt einen angeregten Zustand mit der Spinparität $13/2^+$ mit einer Anregungsenergie von 899 keV. Die Halbwertszeit des Isomers beträgt $T_{1/2}=181\mu\text{s}$. Diese ist viel kürzer als die Gesamtzykluszeit von 1,1 s so dass man mit Sicherheit sagen kann, dass die detektierten Ionen dem Grundzustand angehören. Dieser hat eine Halbwertszeit von $T_{1/2}=9,25\text{ min}$.

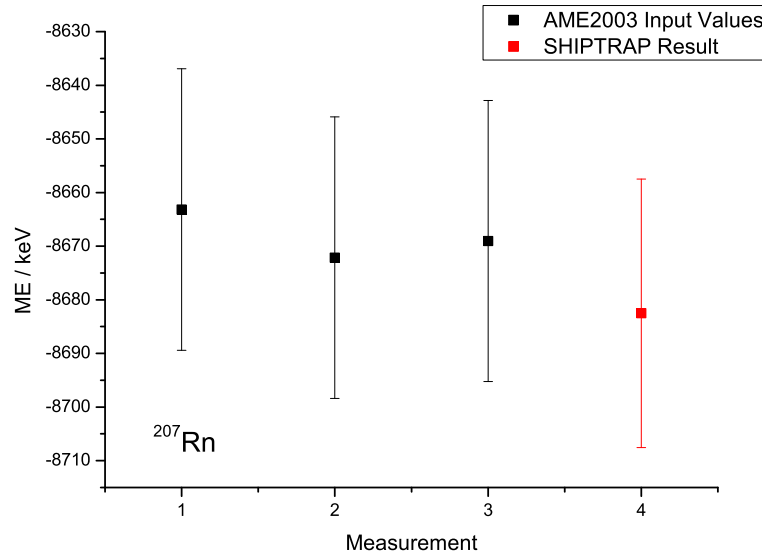


Abbildung 6.10: Vergleich der Massenexzesse der Eingangswerte der AME2003 mit dem Ergebnis der Massenmessung ^{207}Rn . (1) K. Valli *et al.* 1967 [Val67a] (2) P. Hornshøj *et al.* 1971 [Hor71] (3) M. J. Leddy *et al.* 2004 [Led04].

6.2.5 Das Nuklid ^{213}Ra

Der Massenexzess des Radiumisotops mit einer Massenzahl $A = 213$ wurde anhand von drei Zyklotronresonanzkurven mit einer Ionenanzahl von je 500 Teilchen berechnet. Hierbei wurden im Gegensatz zu den gemessenen einfach geladenen Radonisotopen zweifach geladene Ionen untersucht. Anhand dieser Messungen war es möglich die Unsicherheit bezüglich des Massenexzesses dieses Nuklid gegenüber den Literaturangaben [Aud03] zu halbieren (siehe Abb. 6.6 bzw. Tab. 6.4). Der Literaturwert setzt sich aus zwei Messungen des Alpha-Zerfalls



zusammen. Die Resultate dieser Zerfallsmessungen [Val67b, Rai76] sind in Abbildung 6.11 mit dem Ergebnis der direkten Massenmessung an SHIPTRAP verglichen. Auch dieses Isotop besitzt einen angeregten Zustand. Dessen Halbwertszeit ist mit $T_{1/2}=2,1$ ms jedoch so gering, dass alle Isomere in den Grundzustand übergegangen sind, bevor die Massenmessung einsetzt. Im Grundzustand besitzt ^{213}Rn eine Halbwertszeit von $T_{1/2}=2,74$ min.

6.3 Zusammenfassung

Wie gezeigt werden konnte, stehen die durchgeführten Messungen in Übereinstimmung mit den Eingangswerten der AME2003. So bestätigen die Untersuchungen an SHIPTRAP, dass die

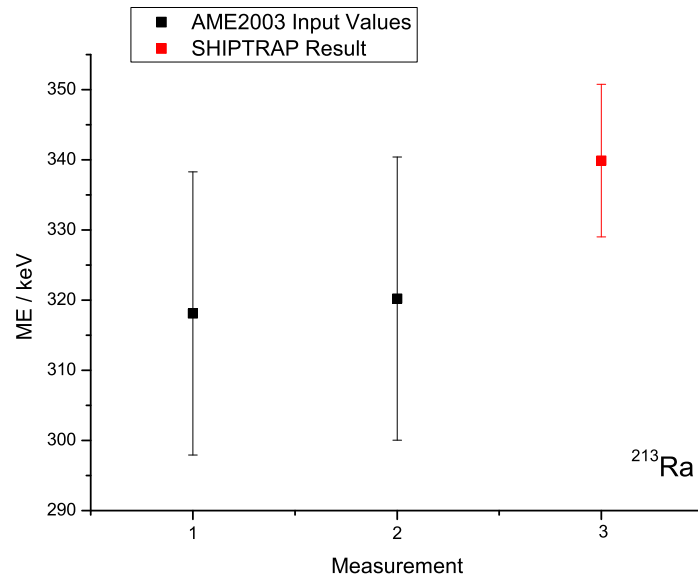


Abbildung 6.11: Vergleich der Masseneffekte der Eingangswerte der AME2003 mit dem Ergebnis der Massennormierung ^{213}Ra . (1) K. Valli *et al.* 1967 [Val67b] (2) D. G. Raich *et al.* 1976 [Rai76].

in [Hor71, Led04, Rai76, Val67, Val67a, Val67b] beobachteten Alpha-Zerfälle an Isotopen mit ungerader Massenzahl tatsächlich dem Grundzustand zugeordnet werden können.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Massenspektrometer SHIPTRAP am Helmholtz-zentrum für Schwerionenforschung mbH (GSI) Darmstadt für die Massenmessung transuraner Elemente weiterentwickelt und für Präzisionsmessungen an Radium- und Radonnukliden eingesetzt. Zur Verringerung der systematischen Unsicherheiten bei der Massenbestimmung wurde eine Optimierung der elektrischen Fallenpotentiale durchgeführt und detailliert beschrieben. Damit wurden die Abweichungen der elektrischen Fallenpotentiale von den idealen Parametern minimiert.

Die Messung superschwerer Elemente erfordert, bedingt durch die geringen Produktionsraten, lange Messzeiten. Mit zunehmender Messdauer erhöht sich der systematische Fehler, welche im wesentlichen durch die Magnetfeldschwankungen des Solenoiden hervorgerufen wird. Die Magnetfeldschwankungen resultieren aus den zyklischen Tag-Nacht-Fluktuationen der Temperatur und des Drucks. In dieser Diplomarbeit wurden zwei Systeme zur Reduzierung der Temperaturschwankungen in der Bohrung des Magneten, nahe der Penningfallen, und der Druckschwankungen des Heliumgases im Kryostaten des supraleitenden Solenoiden aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen.

So konnte die Temperatur in Messungen über einen Zeitraum von zwei Tagen auf einen Setzwert mit einer Standardabweichung von 63 mK stabilisiert werden. Der Gasdruck des Heliums wurde mit einer Standardabweichung von 0,137 mbar geregelt. Dazu wurde der Einfluss dieser beiden Parameter auf die Magnetfeldstabilität untersucht. Wie in Abb. 5.16 gezeigt wurde, konnten die relativen Magnetfeldschwankungen um zwei Größenordnungen verringert werden. Die genauen Auswirkungen auf den systematischen Fehler müssen noch bestimmt werden.

Neben dieser Analyse wurden in dieser Arbeit außerdem die Auswertung einer on-line-Massenmessung an neutronenarmen Radon- und Radiumisotopen durchgeführt. Diese Massenmessungen wurden im Rahmen einer Machbarkeitsstudie durchgeführt, welche die Möglichkeiten der Alpha-Gamma-Spektroskopie an SHIPTRAP demonstrieren sollte. Dabei wurde unter Anderem versucht die Existenz eines Isomers des Nuklides ^{205}Rn nachzuweisen. Die Daten der spektroskopischen Analyse stehen zum Zeitpunkt der Fertigstellung noch nicht zur Verfügung.

Mit den Daten der Massenmessungen war es möglich die Unsicherheit des Massenexzesses für drei der fünf untersuchten Isotope zu verringern. Zugleich stellen diese Messungen die ersten

direkten Massenbestimmungen der untersuchten Nuklide dar. Dadurch wurden Ankerpunkte in den Zerfallsketten der jeweiligen Nuklide geschaffen, mit denen die Massen aller anderen Isotope, die über radioaktive Zerfälle mit den untersuchten verbunden sind, genauer bestimmt werden kann. In den nächsten Monaten sind weitere Messungen an schweren Elementen geplant.

Anhang A

Variablenverzeichnis

Formelzeichen	Parameter
E_B	Bindungsenergie
Z	Ordnungszahl
N	Anzahl der Neutronen
A	Massenzahl
M_P	Protonenmasse
M_N	Neutronenmasse
m	Masse
d	charakteristischer Fallenparameter
z	axiale Ortskoordinate
ρ	radiale Ortskoordinate
z_0	Minimalabstand zwischen Fallenmitte und Endkappe
ρ_0	Minimalabstand zwischen Fallenmitte und Ringelektrode
V	elektrisches Potential
V_0	Fallentiefe
B	Magnetfeldstärke
q	elektrische Ladung
ω_c	Kreisfrequenz der Zyklotronbewegung
ω_+	reduzierte Kreisfrequenz der Zyklotronbewegung
ω_-	Kreisfrequenz der Magnetronbewegung
ω_z	Kreisfrequenz der axialen Oszillation
ν_c	Zyklotronfrequenz
ν_+	reduzierte Zyklotronfrequenz
ν_-	Magnetronfrequenz
ν_z	Frequenz der axialen Oszillation

Formelzeichen	Parameter
C_k	Multipolkoeffizienten
E_z	kinetische Energie in axialer Richtung
E_r	kinetische Energie in radialer Richtung
β_2	magnetischer Quadrupolkoeffizient
ρ_+	Amplitude der Zyklotronbewegung
ρ_-	Amplitude der Magnetronbewegung
ρ_z	Amplitude der axialen Oszillation
U_d	Amplitude der Wechselspannung
U_q	Amplitude der Wechselspannung
ω_{RF}	Frequenz der Wechselspannung
ν_{RF}	Frequenz der Wechselspannung
V_{RF}	Amplitude der Wechselspannung
Φ_{RF}	Phasenwinkel
\vec{E}_x	Elektrisches Feld in x-Richtung
\vec{E}_y	Elektrisches Feld in y-Richtung
T_{conv}	Konversionszeit
F_d	Dämpfungskraft
δ	Dämpfungskonstante
\vec{v}	Geschwindigkeit
M_{ion}	reduzierte Mobilität von Gasatomen
p	Druck
p_N	Normaldruck
T	Temperatur
T_N	Normaltemperatur
R	Auflösungsvermögen
U_{Low}	Spannung des Low-Zustandes
U_{High}	Spannung des High-Zustandes
p_{PT}	Druck in der Präparationsfalle
$\Delta\nu_c(FWHM)$	Halbwertsbreite der Zyklotronresonanzkurve
I	Kreisstrom
μ	magnetisches Dipolmoment
T_{exc}	Anregungszeit
N_{ion}	Anzahl der Ionen
U_{corr}	Spannung der Korrektorelektroden
ΔH_v	molare Verdampfungswärme
V_v	Volumendifferenz zwischen Gasphase und Flüssigkeit
$T_{1/2}$	Halbwertszeit
ME	Massenexzess

Anhang B

Koeffizienten der Dampfdurckkurve für Helium

Tabelle B.1: Koeffizienten der Dampfdurckkurve für Helium.

	${}^4\text{He}$ 2,1768K bis 5,0K
A_0	3,146631
A_1	1,357655
A_2	0,413923
A_3	0,091159
A_4	0,016349
A_5	0,001826
A_6	−0,004325
A_7	−0,004973
A_8	0
A_9	0
B	10,3
C	1,9

Anhang C

Abschätzungen der Produktionsquerschnitte der verschiedener Radonisotope

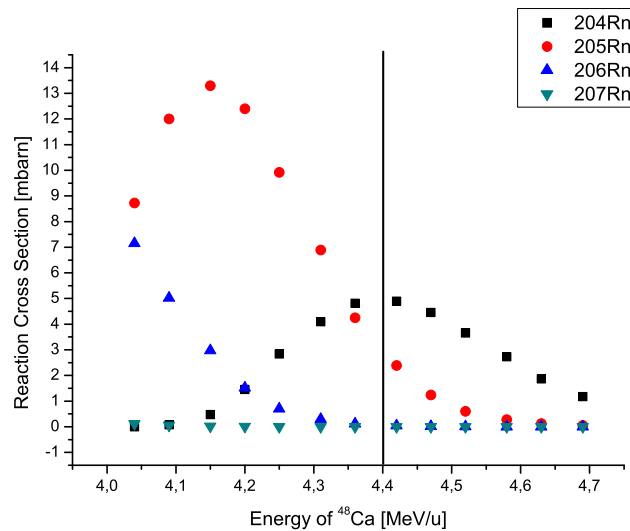


Abbildung C.1: Reaktionsquerschnitte der Reaktion $^{48}\text{Ca} + ^{161}\text{Dy}$.

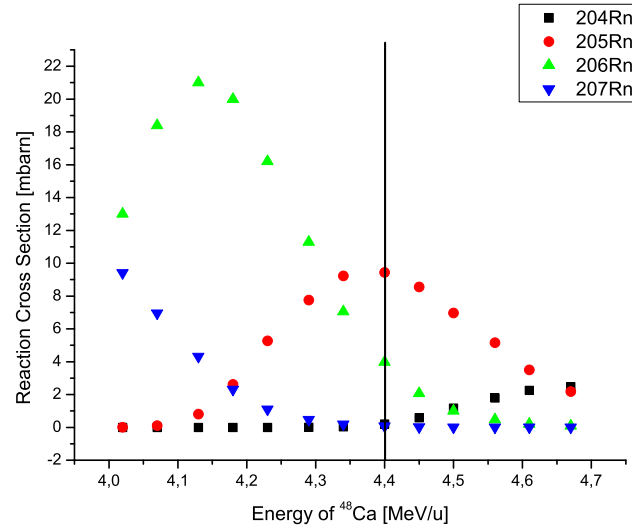


Abbildung C.2: Reaktionsquerschnitte der Reaktion $^{48}\text{Ca} + ^{162}\text{Dy}$.

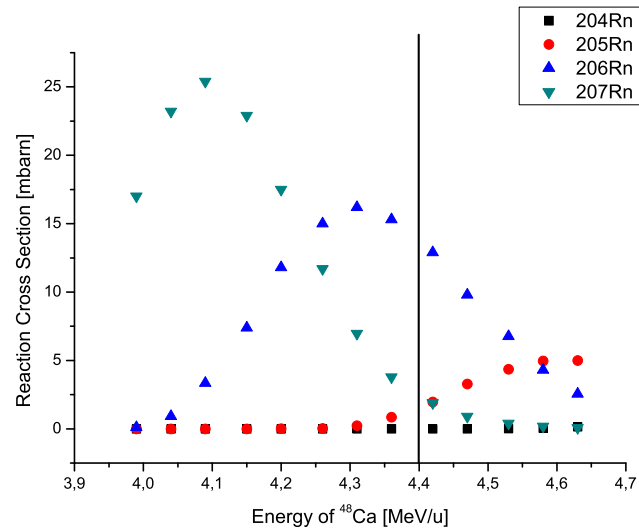


Abbildung C.3: Reaktionsquerschnitte der Reaktion $^{48}\text{Ca} + ^{163}\text{Dy}$.

Anhang D

Exemplarische Zyklotronresonanzen der on-line Massenmessung

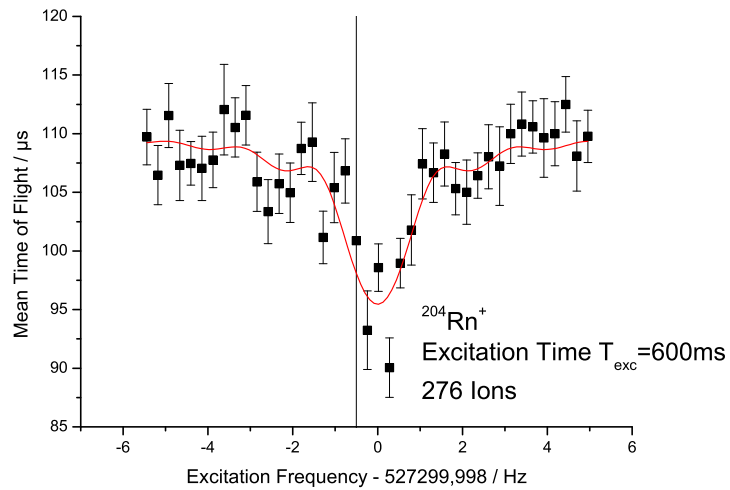
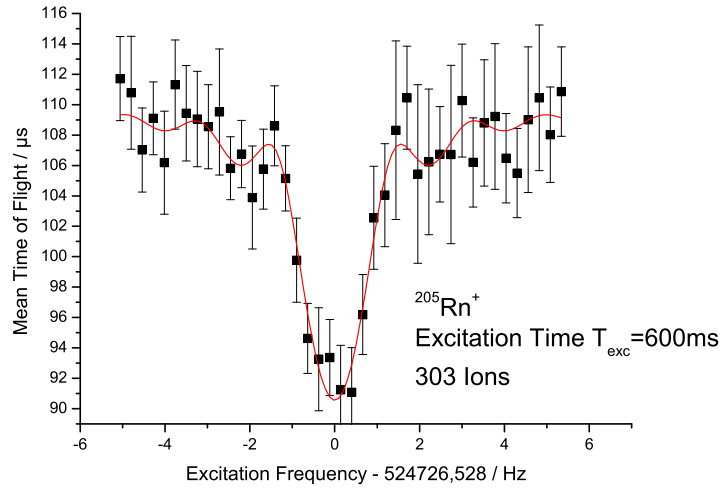
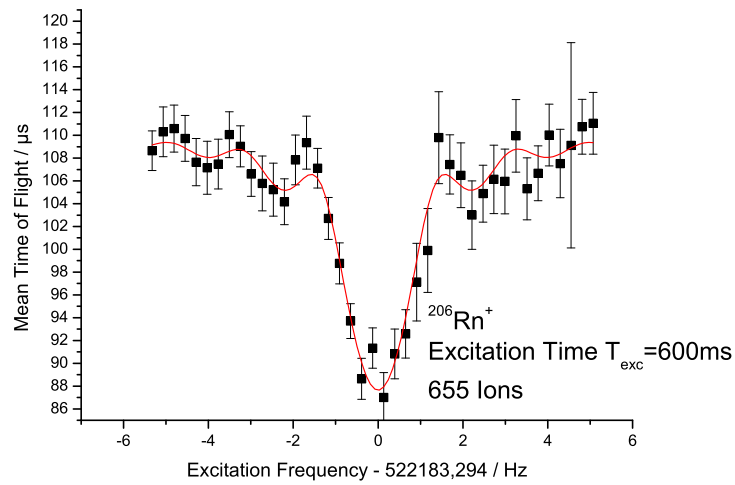


Abbildung D.1: Zyklotronresonanzkurve für $^{204}\text{Rn}^+$.

Abbildung D.2: Zyklotronresonanzkurve für $^{205}\text{Rn}^+$.Abbildung D.3: Zyklotronresonanzkurve für $^{206}\text{Rn}^+$.

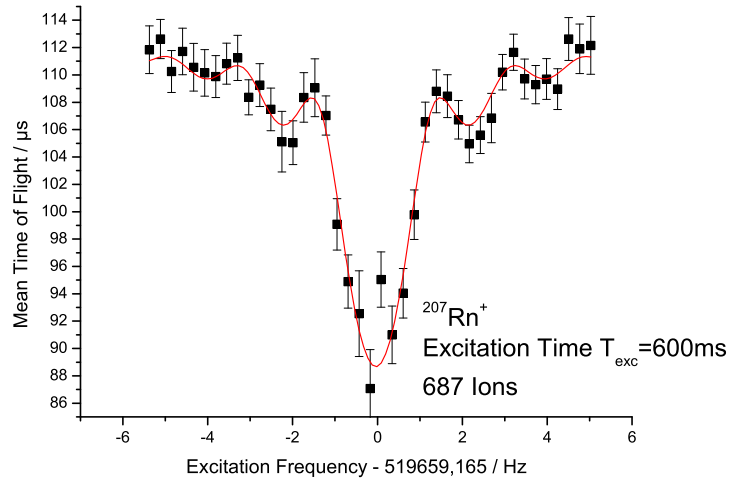
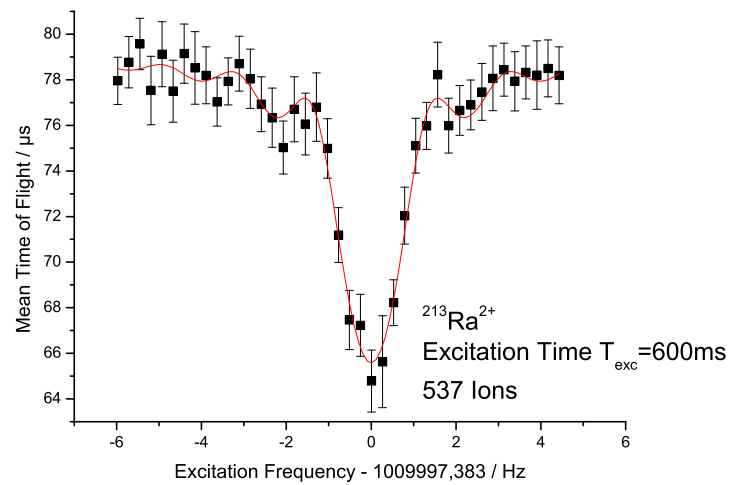
Abbildung D.4: Zyklotronresonanzkurve für $^{207}\text{Rn}^+$.Abbildung D.5: Zyklotronresonanzkurve für $^{213}\text{Rn}^{2+}$.

Tabelle D.1: Ergebnisse der Zyklotronresonanzmessungen der untersuchten Isotope. Dabei ist ν_c die Resonanzfrequenz des untersuchten Ionenspezies, $\delta\nu_c$ der absolute und $(\delta\nu_c/\nu_c)$ der relative Fehler der Resonanzfrequenz. Die Anzahl der detektierten Ionen wird mit N_{ion} angegeben.

Isotop	ν_c/Hz	$\delta\nu_c/Hz$	$(\delta\nu_c/\nu_c)$	N_{ion}
$^{213}Ra^{2+}$	1009997,374	0,0636	$6,297 \cdot 10^{-8}$	298
	1009997,377	0,0507	$5,019 \cdot 10^{-8}$	362
	1009997,411	0,0649	$6,426 \cdot 10^{-8}$	281
$^{204}Rn^+$	527299,8931	0,095	$1,801 \cdot 10^{-7}$	261
$^{205}Rn^+$	524726,6111	0,2	$3,811 \cdot 10^{-7}$	192
	524726,4073	0,1666	$3,175 \cdot 10^{-7}$	252
	524726,3762	0,3928	$7,486 \cdot 10^{-7}$	121
	524726,5822	0,1388	$2,645 \cdot 10^{-7}$	343
	524726,4761	0,3997	$7,617 \cdot 10^{-7}$	121
	524726,2241	0,2918	$5,561 \cdot 10^{-7}$	140
	524726,461	0,0902	$1,718 \cdot 10^{-7}$	244
	524726,8033	0,0877	$1,671 \cdot 10^{-7}$	147
	524726,7281	0,1671	$3,184 \cdot 10^{-7}$	132
	524726,6496	0,1062	$2,023 \cdot 10^{-7}$	164
	524726,4691	0,1083	$2,064 \cdot 10^{-7}$	388
$^{206}Rn^+$	522183,1768	0,0515	$9,862 \cdot 10^{-8}$	287
	522183,2605	0,075	$1,436 \cdot 10^{-7}$	204
	522183,2344	0,0432	$8,273 \cdot 10^{-8}$	456
	522183,2532	0,0572	$1,095 \cdot 10^{-7}$	286
	522183,2365	0,0794	$1,521 \cdot 10^{-7}$	262
	522183,1797	0,0423	$8,101 \cdot 10^{-8}$	550
	522183,1493	0,0474	$9,077 \cdot 10^{-7}$	553
$^{207}Rn^+$	519659,2152	0,085	$1,637 \cdot 10^{-7}$	174
	519659,1653	0,1061	$2,042 \cdot 10^{-7}$	114
	519659,1664	0,065	$1,251 \cdot 10^{-7}$	123
	519659,1464	0,0831	$1,599 \cdot 10^{-7}$	88
	519659,1888	0,0772	$1,486 \cdot 10^{-7}$	267
	519659,17	0,0485	$9,333 \cdot 10^{-8}$	448
	519659,2068	0,0604	$1,162 \cdot 10^{-7}$	489
	519659,2622	0,0596	$1,147 \cdot 10^{-7}$	463
	519659,4151	0,0934	$1,797 \cdot 10^{-7}$	463

Literaturverzeichnis

- [And62] P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 309.
- [And64] P.W. Anderson, Y.B. Kim, Rev. Mod. Phys. 39 (1964) 39.
- [And08] L.-L. Andersson, D. Rudolph, P. Golubev, R. Hoischen, E. Merchán, D. Ackermann, Ch.E. Düllmann, J. Gerl, F.P. Heßberger, E. Jäger, J. Khuyagbaatar, I. Kojouharov, J. Krier, N. Kurz, W. Prokopowicz, M. Schädel, H. Schaffner, B. Schausten, E. Schimpf, A. Semchenkov, H.-J. Wollersheim, A. Türler, A. Yakushev, K. Eberhardt, J. Even, J.V. Kratz, and P. Thörle-Pospiech, *TASISpec - A new twist on spectroscopy of superheavy elements*, GSI Annual Report 2008
- [Aud03] G. Audi, A.H. Wapstra, and C. Thibault, Nucl. Phys. A 729, 337 (2003).
- [Bec04] D. Beck, K. Blaum, H. Brand, F. Herfurth, S. Schwarz, Nucl. Instr. and Meth. A 527 (2004) 567.
- [Bec09] D. Beck, K. Blaum, G. Bollen, S. George, P. Delahaye, C. Guénaut, F. Herfurth, A. Herlert, D. Lunney, L. Schweikhard, C. Yazidijan, Nucl. Instr. and Meth. A 598 (2009) 635.
- [Blau06] K. Blaum, Phys. Rep. 425 (2006) 1.
- [Blo07] M. Block, D. Ackermann, K. Blaum, A. Chaudhuri, Z. Di, S. Eliseev, R. Ferrer, D. Habs, F. Herfurth, F.P. Heßberger, S. Hofmann, H.-J. Kluge, G. Maero, A. Martín, G. Marx, M. Mazzocco, M. Mukherjee, J.B. Neumayr, W.R. Plaß, W. Quint, S. Rahaman, C. Rauth, D. Rodríguez, C. Scheidenberger, L. Schweikhard, P.G. Thirolf, G. Vorobjev, C.Weber, Eur. Phys. J. D 45 (2007) 39
- [Bol90] G. Bollen, R.B. Moore, G. Savard, H. Stolzenberg, J. Appl. Phys. 68 (1990) 4355.
- [Bra05] H. Brand *Einführung in das CS-Framework* 2005
- [Bro86] L. S. Brown, G. Gabrielse, Rev. Mod. Phys. 58 (1986) 233.
- [Cow91] J. J. Cowan, F.-K. Thielemann, J. W. Truran, Phys. rep. 208 (1991) 267.

- [Dil99] J. Dilling, D. Ackermann, J. Bernard, F.P. Heßberger, S. Hofmann, H.-J. Kluge, E. Lamour, M. Maier, R. Mann, G. Marx, G. Münzenberg, W. Quint, D. Rodríguez, M. Schädel, J. Schönfelder, G. Sikler, C. Toader, L. Vermeeren, C. Weber, G. Bollen, O. Engels, D. Habs, P. Thirolf, H. Backe, A. Dretzke, W. Lauth, W. Ludolphs, M. Sewtz, and the SHIPTRAP Collaboration, *Hyp. Int.* 127 (1999) 491.
- [Föl94] O. Föllinger, *Regelungstechnik, Einführung in die Methode und ihre Anwendung*, Hüthig Verlag, ISBN3-528-21332-9
- [Fra83] T. J. Francl, M. G. Sherman, R. L. Hunter, M. J. Locke, W. D. Bowers, R. T. McIver Jr, *Int. J. Mass Spec. Ion Proc.* 54 (1983) 189.
- [Fra02] G.W. Fraser, *Int. J. Mass Spec.* 215 (2002) 13
- [Fri80] J. Fricke, A. Müller, E. Salzborn, *Nuc. Inst. Meth* 175 (1980) 379.
- [Gab89] G. Gabrielse, L. Haarsna, S. L. Rolston, *Int. J. Mass Spec. Ion Proc.* 88 (1989) 319.
- [Gab08] G. Gabrielse, *Int. J. Mass Spec.* 279 (2008) 107.
- [Gol71] N. A. Golokov, R. B. Ivanov, A. Kolaczowski, Y. V. Norseev, V. G. Chumin, *Izvestiya Akademii Nauk SSSR seriya Fizicheskaya* 35 (1971) 2272.
- [Grä80] G. Gräff, H. Kalinowsky and J. Traut, *Z. Phys. A* 297 (1980) 35.
- [Har05] J. C. Hardy, I. S. Towner, *Phys. Rev. C* 71 (2005) 055501
- [Hof00] S. Hofmann, G. Münzenberg, *Rev. Mod. Phys.* 72 (2000) 733.
- [Hor71] P. Hornshøj, K. Wilsky, P. G. Hansen, A. Lindahl, O. B. Nielsen, *Nuc. Phys. A* 163 (1971) 277.
- [Ita95] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, D. J. Wineland, *Physica Scripta* T59 (1995) 106.
- [ITS90] www.its-90.com, International Temperature Scale of 1990.
- [Jav80] J. Javanainen, S. Stenholm, *Appl. Phys.* 21 (1980) 283.
- [Jef83] J.B. Jeffries, SE. Barlow, G.H. Dunn, *Int. J. Mass Spec. Ion Proc.* 54 (1983) 169.
- [Kel03] A. Kellerbauer, K. Blaum, G. Bollen, F. Herfurth, H.-J. Kluge, M. Kuckein, E. Sauvan, C. Scheidenberger, L. Schweikhard, *Eur. Phys. J. D* 22 (2003) 53.
- [Ket08] J. Ketelaer, J. Krämer, D. Beck, K. Blaum, M. Block, K. Eberhardt, G. Eitel, R. Ferrer, C. Geppert, S. George, F. Herfurth, J. Ketter, Sz. Nagy, R. Neugart, W. Nörtershäuser, J. Repp, C. Smorra, N. trautmann, C. Weber, *Nucl. Instr. and Meth. A* 594 (2008) 162.

- [Kön95] M. König, G. Bollen, H.-J. Kluge, T. Otto, J. Szerypo, *Int. J. Mass Spec. Ion Process.* 142 (1995) 95.
- [Kre91] M. Kretschmer, *Eur. J. Phys.* 12 (1991) 242.
- [Led04] M. J. Leddy, S. J. Freeman, J. L. Durell, A. G. Smith, S. J. Warburton, D. J. Blumenthal, C. N. Davids, C. J. Lister, H. T. Penttilä, *Phys Rev. C* 51 (2004) R1047.
- [Mag99] Magnex Scientific LTD *Technical Specification* (1999)
- [Mar07] A. Martìn, D. Ackermann, G. Audi, K. Blaum, M. Block, A. Chaudhuri, Z. Di, S. Eliseev, R. Ferrer, D. Habs, F. Herfurth, F.P. Heßberger, S. Hofmann, H.-J. Kluge, M. Mazzocco, M. Mukherjee, J.B. Neumayr, Yu. Novikov, W. Plaß, S. Rahaman, C. Rauth, D. Rodríguez, C. Scheidenberger, L. Schweikhard, P.G. Thirolf, G. Vorobjev1, C. Weber, *Eur. Phys. J. A* 34 (2007) 341
- [Mar08] M. Marie-Jeanne, J. Alonso, K. Blaum, S. Djekic, M. Dworschak, U. Hager, A. Herlert, Sz. Nagy, R. Savreux, L. Schweikhard, S. Stahl, C. Yazidjian, *Nucl. Instr. and Meth. A* 587 (2008) 464.
- [MKS09] MKS Instruments User Manuals, www.mks.com (a) MKS Type 627B Baratron® Temperature regulated Capacitance Manometer. (b) MKS Type 250E Pressure Flow Controller. (c) MKS Type 248A/B/C Control Valve.
- [Mün79] G. Münzenberg, W. Faust, S. Hofmann, P. Armbruster, K. Güttner, and H. Ewald, *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res.* 161, 65 (1979).
- [Nei06] D. Neidherr, *Entwicklung einer Pumpsperre für das Penning-Fallen-Massenspektrometer SHIPTRAP*, Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2006).
- [Neu04] J. B. Neumayr, *The buffer-gas cell and the extraction RFQ for SHIPTRAP* Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 2004.
- [Neu06] J. B. Neumayr, L. Beck, D. Habs, S. Heinz, J. Szerypo, P.G. Thirolf, V. Varentsov, F. Voit, D. Ackermann, D. Beck, M. Block, Z. Di, S. A. Eliseev, H. Geissel, F. Herfurth, F. P. Heßberger, S. Hofmann, H.-J. Kluge, M. Mukherjee, G. Muünzenberg, M. Petrick, W. Quint, S. Rahaman, C. Rauth, D. Rodríguez, C. Scheidenberger, G. Sikler, Z. Wang, C. Weber, W.R. Plaß, M. Breitenfeldt, A. Chaudhuri, G. Marx, L. Schweikhard, A.F. Dodonov, Y. Novikov, M. Suhonen, *Nucl. Instr. and Meth. B* 244 (2006) 489.
- [Rai76] D. G. Raich, H. R. Bowman, R. E. Eppley, J. O. Rasmussen, I. Rezanka, *Z. Phys. A* 279 (1976) 301.
- [Rei87] P. G. Reinhard, *Rep. Prog. Phys* 50 (1987) 1.

- [Rei81] W. Reisdorf Z. Phys. A300 (1981) 227.
- [Rod03] D. Rodríguez, *An RFQ buncher for accumulation and cooling of heavy radionuclides at SHIPTRAP and high precision mass measurements on unstable Kr isotopes at ISOLTRAP*, Dissertation, Universitat de València 2003.
- [Sav91] G. Savard, St. Becker, G. Bollen, H.-J. Kluge, R.B. Moore, Th. Otto, L. Schweikhard, H. Stolzenberg, U. Wiess, Phys. Lett. A 158 (1991) 247.
- [Sch01] S. Schwarz, F. Ames, G. Audi, D. Beck, G. Bollen, C. De Coster, J. Dilling, O. Engels, R. Fossion, J.-E. Garcia Ramos, S. Henry, F. Herfurth, K. Heyde, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, A. Kohl, E. Lamour, D. Lunney, I. Martel, R. B. Moore, M. Oinonen, H. Raimbault-Hartmann, C. Scheidenberger, G. Sikler, J. Szerypo, C. Weber, ISOLDE Collaboration, Nucl. Phys. A 693 (2001) 533.
- [Sch06] H. Schatz, Int. J. Mass Spec. 251 (2006) 293
- [Sik03] G. Sikler, *Massenspektrometrie kurzlebiger Sr- und Sn-Isotope und Aufbau der SHIPTRAP-Penningfallen*, Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2003).
- [Via09] <http://www.vias.org>
- [Val67] K. Valli, M. J. Nurmiä, E. K. Hyde, Phys. Rev. 159 (1967) 1013.
- [Val67a] K. Valli, W. Treytl, E. K. Hyde, J. inorg. nucl. Chem. 29 (1967) 2503.
- [Val67b] K. Valli, W. Treytl, E. K. Hyde, Phys. Rev. 161 (1967) 1284.
- [Wau93] J. Wauters, P. Dendooven, M. Huyse, G. Reusen, P. Van Duppen, Phys. Rev. C 47 (1993) 1447.
- [Web04] C. Weber *Konzeption eines kryogenen Penningfallenaufbaus für SHIPTRAP und Massenbestimmungen von Radionukliden um den $Z = 82$ – Schalenabschluss an ISOLTRAP*, Dissertation, Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg (2004)
- [Wei35] C. F. von Weizsäcker, Z. Phys 96 (1935) 431.

Danksagung

Zuallererst möchte ich Prof. Dr. Lutz Schweikhard danken, dass er es mir ermöglicht hat eine externe Diplomarbeit an der GSI zu schreiben. Ohne seine unermüdliche Unterstützung wäre diese Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

Dr. Michael Block danke ich für die vielen nützlichen Anregungen und seine ansteckende Begeisterung für die Massenspektrometrie schwerer Elemente.

Michael Dworschak möchte ich für seine Hilfe beim Kennenlernen der SHIPTRAP Apparatur und der tollen Arbeitsatmosphäre im Labor danken.

Dr. Dietrich Beck und Dr. Holger Brand möchte ich für die kompetente Hilfe bei den scheinbar unlösbaren LabVIEW- und CS-Problemen danken.

Des weiteren danke ich Dmitriy Nesterenko, Christian Breitenfeldt und Moritz Schönwandt für die Hilfe bei zahlreichen Messungen.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meiner Mutter für die Unterstützung während meines gesamten Studiums und auch allen anderen Lebenslagen danken.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbst verfasst und keine anderen, als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Darmstadt, den 13. Oktober 2009

Christian Droese